

# **ÜBER ORBITALGESCHWINDIGKEITEN IRREGULÄRER BRANDUNGSWELLEN**

**Von der Fakultät für Bauwesen  
der Technischen Universität Carolo Wilhelmina  
zu Braunschweig**

**zur Erlangung der Würde eines  
DOKTOR-INGENIEURS (DR.-ING.)  
genehmigte Dissertation**

**von  
Dipl.-Ing. FRITZ BÜSCHING  
aus GOSLAR**

**Eingereicht am: 21. Mai 1974**

**Mündliche Prüfung: 4. Juli 1974**

**Berichterstatter: o. Prof. Dr.-Ing. A. Führböter**

**Mitberichterstatter: o. Prof. Dr.-Ing. G. Garbrecht**

**1974**

## VORWORT

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Hydromechanik und Küstenwasserbau der Technischen Universität Braunschweig.

Den Anstoß dazu erhielt ich aus der Zusammenarbeit mit Herrn Professor Dr.-Ing. A. Führböter im Rahmen des Forschungsprogrammes

"ENERGIEUMWANDLUNGEN IN BRANDUNGSZONEN",

das innerhalb des Schwerpunktes "Sandbewegung im deutschen Küstenraum" von der DEUTSCHEN FORSCHUNGSGEMEINSCHAFT gefördert wurde.

Herrn Professor Dr.-Ing. Alfred Führböter danke ich herzlich für die Unterstützung und für das stete Interesse an dieser Arbeit, - ebenfalls Herrn Professor Dr.-Ing. G. Garbrecht für die Übernahme des Mitberichtes.

Meinen Dank möchte ich auch aussprechen Herrn Dr.-Ing. J. Kasanskij, Herrn Dipl.-Ing. H. Brühl und Herrn cand. math. F. Wolpers für die wertvolle Unterstützung bei der Datenverarbeitung sowie Herrn Dipl.-Ing. U. Rehling für die Konstruktion des verwendeten Filters.

Schließlich gilt mein Dank allen denjenigen, die mir ihre verständnisvolle Hilfe bei der Durchführung und Auswertung der Untersuchungen gewährt haben.

CONTENTS

	Pages
List of tables and figures	v
List of symbols	1
1. Introduction	4
2. Theories of surf waves	5
3. Wave deformation and orbital velocities at decreasing water depth	8
4. Results of previous investigations	11
4.1 ZENKOWICH and BUDANOW (1948)	11
4.2 BIESEL (1951)	12
4.3 IVERSEN (1951, 1952)	16
4.4 HAMADA (1951)	17
4.5 HAYAMI, ISHIHARA and IWAGAKI (1953)	17
4.6 MORISON and CROOKE (1953)	18
4.7 IPPEN and KULIN (1954)	19
4.8 PATRICK and WIEGEL (1955); WIEGEL and BEEBE (1956)	20
4.9 INMAN and NASU (1956)	21
4.10 MILLER and ZEIGLER (1964)	22
4.11 ADEYMO (1966)	28
4.12 GALVIN (1968)	32
4.13 LE MEHAUTE, DIVOKY and LIN (1968)	33
4.14 ADEYMO (1970)	36
4.15 IWAGAKI, SAKAI and KAWASHIMA (1970, 1972, 1973)	39
5. Summary of actual aspects of surf problems	45
5.1 Introduction	45
5.2 Wave asymmetries	47
5.3 Breaker type classification	52

## INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Verzeichnis der Tabellen und Abbildungen	V
Symbolverzeichnis	1
1. Einleitung	4
2. Theorien für Brandungswellen	5
3. Wellenverformung und Orbitalgeschwindigkeit bei abnehmender Wassertiefe	8
4. Ergebnisse früherer Untersuchungen	11
4.1 ZENKOWICH und BUDANOW (1948)	11
4.2 BIESEL (1951)	12
4.3 IVERSEN (1951, 1952)	16
4.4 HAMADA (1951)	17
4.5 HAYAMI, ISHIHARA und IWAGAKI (1953)	17
4.6 MORISON und CROOKE (1953)	18
4.7 IPPEN und KULIN (1954)	19
4.8 PATRICK und WIEGEL (1955)	20
WIEGEL und BEEBE (1956)	
4.9 INMAN und NASU (1956)	21
4.10 MILLER und ZEIGLER (1964)	22
4.11 ADEYMO (1966)	28
4.12 GALVIN (1968)	32
4.13 LE MEHAUTE, DIVOKY und LIN (1968)	33
4.14 ADEYMO (1970)	36
4.15 IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA (1970, 1972, 1973)	39
5. Zusammenfassende Übersicht über derzeitige Kenntnisse und Schwerpunkte der Brandungsforschung	45
5.1 Einleitung	45
5.2 Wellenasymmetrien	47
5.3 Brecherklassifikation	52



5.4	Breaker height, water depth and wave set up	58
5.4.1	Ratio $H_b/d_b$ of solitary waves	62
5.4.2	Ratio $H_b/d_b$ of oscillatory waves	63
5.5	Water particle kinematics	65
5.5.1	Maximum water particle velocity max $u_c$ and wave celerity $c_b$ at wave breaking	65
5.5.2	Maximum water particle velocity in the orbital velocity field	67
5.5.3	Asymmetries of orbital velocities	68
5.5.4	Application of wave theories for the determination of orbital velocities	69
5.5.4.1	The entire orbital velocity field	70
5.5.4.2	Orbital velocities near the water surface	72
5.5.4.3	Orbital velocities near the sea bottom	72
6.	Actual field investigations	75
6.1	Selected offshore investigation area	75
6.2	Measuring program and measuring data	77
6.3	Measuring instrumentation and field sampling arrangements	80
7.	Analysis of measuring data	82
7.1	Analyzing system in using a PULSE HEIGHT ANALYZER	85
7.2	Analyzing system in using a FOURIER ANALYZER	88
7.2.1	Basical mathematics of spectral analysis	88
7.2.1.1	Energy spectrum (power spectrum)	90
7.2.1.2	Cross power spectrum	91
7.2.1.3	Transfer function	92
7.2.1.4	Coherence function	92
7.2.2	Selected frequency range and determination of record length $T_R$	93
7.2.3	Measuring series and calculated spectral functions	96

5.4	Brecherhöhe, Wassertiefe und Brandungsstau	58
5.4.1	Bezugsgröße $H_b/d_b$ bei Einzelwellen	62
5.4.2	Bezugsgröße $H_b/d_b$ bei Schwingungswellen	63
5.5	Wasserteilchenkinematik	65
5.5.1	Maximale Wasserteilchengeschwindigkeit $\max u_c$ und Wellenfortschritts- geschwindigkeit $c_b$ zum Zeitpunkt des Wellenbrechens	65
5.5.2	Maximale Wasserteilchengeschwindigkeit im Geschwindigkeitsfeld	67
5.5.3	Orbitalgeschwindigkeitsasymmetrien	68
5.5.4	Verwendung von Wellentheorien für die Bestimmung von Orbitalgeschwindigkeiten	69
5.5.4.1	Gesamtes Geschwindigkeitsfeld	70
5.5.4.2	Orbitalgeschwindigkeiten nahe der Wasser- oberfläche	72
5.5.4.3	Orbitalgeschwindigkeiten in Bodennähe	72
6.	Eigene Untersuchungen	75
6.1	Lage des Untersuchungsgebietes	75
6.2	Meßprogramm und Datenmaterial	77
6.3	Meßbausrüstung	80
7.	Analyse des Meßmaterials	82
7.1	Analysierverfahren mit einem Impulshöhenanaly- sator	85
7.2	Analysierverfahren mit einem Fourier-Analysator	88
7.2.1	Grundlagen der Spektralanalyse	88
7.2.1.1	Energiespektrum	90
7.2.1.2	Kreuzspektrum	91
7.2.1.3	Obertragungsfunktion	92
7.2.1.4	Kohärenzfunktion	92
7.2.2	Wahl des Frequenzbereiches und Bestimmung der Meßdauer $T_R$	93
7.2.3	Meßreihen und ermittelte Spektralfunktionen	96
7.2.4	Vertrauensgrenzen, Auflösungsbandbreiten	98
7.3	Analyse von Analogaufzeichnungen mit Schreib- geräten	100

7.2.4	Confidence limits and resolution band with	98
7.3	Analysis of strip chart records	100
8.	Water levels and wave set up in the investigation area	100
8.1	Water levels	101
8.2	Wave set up	103
9.	Determination of wave heights in using spectrum analysis	107
9.1	Theoretical elements	107
9.2	Data material and accuracy of the variance	108
9.3	Development of wave heights during the investigation period	109
10.	Relationships between wave heights and water depth	113
11.	Relationships between parameters $\bar{H}_Z$ and $H_{Z,1/3}$ of the zero crossing method and the statistical quantities STANDARD DEVIATION $\sigma$ and MEAN DEVIATION M.D.	117
12.	Energy spectra of surf waves	122
12.1	An attempt to associate surf spectra with surf phenomena in using strip chart records	125
12.2	Significant wave periods derived from energy spectra	126
12.2.1	Relationships between peak frequency $f_p$ and the mean wave period $\bar{T}_Z$ (of zero crossing)	126
12.2.2	Methods for the determination of significant wave periods $T_p$	127
13.	Wave deformation in the surf zone	131
14.	Water particle kinematics	136

8.	Wasserstände und Brandungsschau im Untersuchungsgebiet	100
8.1	Wasserstände	101
8.2	Brandungsschau	103
9.	Berechnung der Wellenhöhen mit Hilfe der Varianzanalyse	107
9.1	Theoretische Grundlagen	107
9.2	Datenmaterial und Varianzgenauigkeit	108
9.3	Entwicklung der Wellenhöhen während des Unter- suchungszeitraumes	109
10.	Beziehungen zwischen Wellenhöhen und Wassertiefen	113
11.	Beziehungen zwischen den Parametern $\bar{H}_Z$ und $H_{Z,1/3}$ der Nulldurchgangsmethode und den statistischen Größen STANDARDABWEICHUNG $\sigma$ und MITTLERER AB- WEICHUNG M.D.	117  117
12.	Energiespektren des Brandungsseeganges	122
12.1	Versuch einer Zuordnung von Energiespektren und Brandungserscheinungen unter Verwendung analoger Wellenaufzeichnungen	125
12.2	Charakteristische Wellenperioden aus Energiespek- tren	126
12.2.1	Beziehungen zwischen der Frequenz maximaler Ener- giedichte $f_p$ und der mittleren Wellenperiode $\bar{T}_Z$	126
12.2.2	Verfahren für die Bestimmung der charakteristi- schen Wellenperiode $T_p$	127
13.	Wellenverformung in der Brandungszone	131
14.	Wasserteilchenkinematik	136
14.1	Ermittlung der resultierenden Restgeschwindig- keit nach Betrag und Richtung	136

14.1	Determination of the resulting residual velocity near the sea bottom (magnitude and direction)	136
14.2	Determination of the resulting wave direction from the orbital velocity components $u_x(t)$ and $u_y(t)$	148
15.	The sea state in the near shore zone and orbital velocities near the sea bottom	153
15.1	Energy spectra of the orbital velocity components $u_x(t)$ and $u_y(t)$	154
15.2	Statistical parameters of the orbital velocity components $u_x(t)$ and $u_y(t)$	156
15.3	Linear transfer function between water level deflections $\eta(t)$ and orbital velocity components $u(t)$ (magnitude and phase)	159
16.	Summary	165
17.	Abstract (in English)	172
18.	References	179
19.	Appendix: Plots of spectral functions	192

14.2	Ermittlung der resultierenden Wellenanlauf- richtung aus den Orbitalgeschwindigkeitskom- ponenten $u_x(t)$ und $u_y(t)$	148
15.	Das Erscheinungsbild des Brandungsseeganges und bodennahe Orbitalgeschwindigkeiten	153
15.1	Energiespektren der Orbitalgeschwindigkeits- komponenten $u_x(t)$ und $u_y(t)$	154
15.2	Statistische Parameter der Strömungskomponenten $u_x(t)$ und $u_y(t)$	156
15.3	Lineare Übertragungsfunktion zwischen der Wasser- spiegelauslenkung $\eta(t)$ und bodennaher Orbitalge- schwindigkeiten $u(t)$ nach Betrag und Phase	159
16.	Zusammenfassung	165
17.	Abstract (in Englisch)	172
18.	Schrifttum	179
19.	Anhang: Darstellung der Spektralfunktionen	192

# Verzeichnis der Tabellen und Abbildungen

Seite	Tab.-Nr.	
10	1	Theoretische Orbitalgeschwindigkeiten an der Sohle
46	2	Theoretische Verhältnswerte $\max (H_b/d_b)$ für das Brechen von Einzelwellen
51	3	Vertikale Wellenasymmetrie $V_A = \tilde{H}/H_b$ zum Zeitpunkt des Wellenbrechens
59	4	Experimentell ermittelte Verhältnswerte $\max (H_b/d_b)$ für das Wellenbrechen
61	5	Brandungstau $\Delta Z$
66	6	Untersuchungen über Orbitalgeschwindigkeiten
71	7	Verwendbarkeit von Wellentheorien für die Bestimmung von Orbitalgeschwindigkeitsfeldern
73	8	Verwendbarkeit von Wellentheorien für die Bestimmung von Orbitalgeschwindigkeiten nahe der Wasseroberfläche
85	9	Analysierte Meßgrößen
97	10	Meßreihen und Spektralfunktionen
105	11	Brandungstau $\Delta Z$ und bezogener Brandungstau $\Delta Z' = \Delta Z/H_{m_0}$
111	12	Ermittlung von Wellenhöhen unter Verwendung verschiedener Auswertverfahren
130	13	Ermittlung von Wellenperioden unter Verwendung verschiedener Auswertmethoden
139	14	Mittlere resultierende bodennahe Restgeschwindigkeiten $u_{res}$ und ihre Komponenten $u_x$ und $u_y$ bzw. $u_n$ und $u_p$
147	15	Korrelationen zwischen mittleren Restgeschwindigkeiten und Seegangsparemtern

Seite	Abb.-Nr.	
7	1	Anwendungsbereiche verschiedener Wellen- theorien nach REID (1959)
7	2	Optimale Näherung verschiedener Wellen- theorien nach DEAN (1968)
8	3	Anwendungsbereiche verschiedener Wellen- theorien nach WOOD (1969)
13	4	Zur Definition der Wellenhangasymmetrie nach BIESEL (1951)
14	5	Profilverformung nach der Theorie I. Ordnung von BIESEL (1951)
14	6	Brecherprofil nach der Theorie II. Ordnung von BIESEL (1951)
24	7	Welle nach Theorie III. Ordnung von STOKES kurz vor dem Brechen nach MILLER und ZEIGLER (1964)
24	8	Welle nach der cnoidalen Wellentheorie kurz vor dem Brechen nach MILLER und ZEIGLER (1964)
25	9	Gemessene Welle kurz vor dem Brechen nach MILLER und ZEIGLER (1964)
25	10	Gemessene symmetrische Durchschnittswelle nach MILLER und ZEIGLER (1964)
27	11	Gemessene asymmetrische Durchschnittswelle nach MILLER und ZEIGLER (1964)
27	12	Gemessene sehr asymmetrische Durchschnittswelle nach MILLER und ZEIGLER (1964)
35	13	Theoretische Orbitalgeschwindigkeitsfelder nach LE MEHAUTE, DIVOKY und LIN (1968)
42	14	Wellenprofilverformung bei abnehmender Wasser- tiefe nach IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA (1973)
43	15	Gemessene und theoretische Verformung von Ge- schwindigkeitsfeldern bei abnehmender Wasser-



Seite	Abb.-Nr.	
43	15	tiefe nach IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA (1973)
49	16	Zur Definition von Wellenasymmetrien
50	17	Abhängigkeit des Symmetriefaktors $\alpha = \Delta L/L$ vom Verhältniswert $H_{Z,1/3}/d$
53	18	Brecherformen nach KJELDSEN (1968)
55	19	Brecherformen in Abhängigkeit von der Strand- neigung $\gamma$ und der Wellensteilheit $H_0/L_0$
57	20	Zur Definition der Halbwertlänge $L_H$ nach FÜHRBÖTER (1974)
60	21	Zur Definition des Ruhewasserspiegels bei Schwingungswellen und Einzelwellen
74	22	Verwendbarkeit der linearen Wellentheorie für die Bestimmung der maximalen, horizontalen Orbitalgeschwindigkeiten in Bodennähe (unter dem Wellenkamm und dem Wellental)
76	23	Die deutsche Bucht
76	24	Meßprofil des AMTES FÜR LAND- UND WASSERWIRT- SCHAFT HUSUM
78	25	Sturmflut vom 13./14. Dezember 1973
79	26	Zeitintervalle der Signalanalyse
81	27	Meßgeber an Meßposition 85 m
81	28	Anordnung der Meßgeber in der Brandungszone
83	29	Synchronaufzeichnung am 14. Dezember 1973 ab 0.45 Uhr
85	30	Meßanordnung
87	31	Linearer Zusammenhang zwischen Meßgrößen und Kanaladresse des Impulshöhenanalysators
94	32	Der Aliasfehler

Seite	Abb.-Nr.	
99	33	Genauigkeit der Spektralanalyse
102	34	Beispiel für die Signalanalyse mit dem Impulshöhenanalysator. Folge von Histogrammen, aus denen u.a. die Meßintervall-Wassertiefen $Z_3$ bestimmt wurden
104	35	Brandungsstau $\Delta Z$ im Untersuchungsgebiet
104	36	Bezogener Brandungsstau $\Delta Z^I = \Delta Z/H_{m_0}$
110	37	Wellenhöhen an den Meßpositionen 100 m und 85 m
114	38	Verhältniswerte $H_{m_0}/Z_3$
115	39	Signifikante Wellenhöhe $H_{m_0} = 4\sigma$ über der Wassertiefe $Z_3$
118	40	Wellenhöhen nach der Varianzanalyse und nach dem Nulldurchgangsverfahren
119	41	Korrelationen $\bar{H}_Z = f(H)$
119	42	Korrelationen $H_{Z,1/3} = f(H_{m_0})$
121	43	Korrelationen $\bar{H}_Z = f(M.D.)$
121	44	Korrelationen $H_{Z,1/3} = f(M.D.)$
123	45	Normierte Energiespektren der Wasserspiegelauslenkungen $\eta_{100}(t)$ und $\eta_{85}(t)$
128	46	Zur Bestimmung der Wellenperiode $T_p$
129	47	Wellenperioden maximaler Energiedichte $T_p$ nach Auswertung der HALF POWER BANDBREITE und mittlere Wellenperioden $\bar{T}_Z$ nach der Nulldurchgangsmethode
132	48	Wellenperioden maximaler Energiedichte $T_p$ (Auswertung für $3\Delta f$ ) und signifikante Wellenperiode $T_{Z,1/3}$ der Nulldurchgangsmethode
133	49	Korrelationen $T_{Z,1/3} = f(T_p)$

135	50	Symmetriefaktor $\alpha$ über der bezogenen Wellenhöhe $H_{Z,1/3}/Z_3$ bzw. $H_{m_0}/Z_3$
135	51	Symmetriefaktor über der bezogenen Wellenhöhe $H_{Z,1/3}/Z_3$ bzw. $H_{m_0}/Z_3$
137	52	Position und Koordinatensystem des Strömungsmessers
140	53	Mittlere resultierende Restgeschwindigkeit $u_{res}$ und ihre Komponenten $u_x$ und $u_y$ bzw. $u_n$ und $u_p$
143	54	Korrelationen $\bar{u}_x = f(Z_3)$ und $\bar{u}_y = f(Z_3)$
143	55	Korrelationen $\bar{u}_n = f(Z_3)$ und $\bar{u}_p = f(Z_3)$
144	56	Korrelationen $\bar{u}_x = f(H_{m_0})$ und $\bar{u}_y = f(H_{m_0})$
144	57	Korrelationen $\bar{u}_n = f(H_{m_0})$ und $\bar{u}_p = f(H_{m_0})$
145	58	Korrelationen $\bar{u}_x = f(H_{m_0}/Z_3)$ und $\bar{u}_y = f(H_{m_0}/Z_3)$
145	59	Korrelationen $\bar{u}_n = f(H_{m_0}/Z_3)$ und $\bar{u}_p = f(H_{m_0}/Z_3)$
146	60	Korrelationen $\bar{u}_x/\sqrt{g \cdot Z_3} = f(H_{m_0}/Z_3)$ und $\bar{u}_y/\sqrt{g \cdot Z_3} = f(H_{m_0}/Z_3)$
146	61	$\bar{u}_n/\sqrt{g \cdot Z_3} = f(H_{m_0}/Z_3)$ und $\bar{u}_p/\sqrt{g \cdot Z_3} = f(H_{m_0}/Z_3)$
152	62	Übertragungsfunktion zwischen den Orbitalgeschwindigkeitskomponenten $u_x(t)$ und $u_y(t)$ und die resultierende Wellenanlaufrichtung
155	63	Normierte Energiespektren der Strömungskomponenten $u_x(t)$ und $u_y(t)$
157	64	Standardabweichung und Mittlere Abweichung der Strömungskomponenten $u_x(t)$ und $u_y(t)$
158	65	Standardabweichung und Mittlere Abweichung der Wasserspiegelauslenkungen an Meßposition 100 m und 85 m
161	66	Übertragungsfunktionen $H_{n_{u_x}}$ und $H_{n_{u_y}}$ nach Betrag und Phase

163	67	Kohärenzfunktionen $\gamma^2_{\eta u_x}$
163	68	Kohärenzfunktionen $\gamma^2_{\eta u_x}$

# Symbolverzeichnis

$a$	Parameter der STOKES-STRAIK-THEORIE III. Ordnung
$B_o$	Brecherform-Parameter nach GALVIN
$B_b$	Brecherform-Parameter nach GALVIN
$c$	Wellenfortschritts­geschwindigkeit
$c_b$	Wellenfortschritts­geschwindigkeit brechender Wellen
$d$	Wassertiefe
$d_o$	Wassertiefe im Tiefwasser
$d_b$	Brechertiefe
$E$	Wellenenergie
$E_i$	Energiedichte von Spektralfunktionen am Frequenzpunkt $i$
$E(K)$	Vollständiges elliptisches Integral zweiter Art ) <sup>+</sup>
$f$	Frequenz
$F_N$	NYQUIST-Frequenz
$f_p$	Frequenz maximaler Energiedichte (PEAK FREQUENCY)
$g$	Erdbeschleunigung
$G_{xx}(f)$	Energiespektrum der Zeitfunktion $x(t)$
$G_{xy}(f)$	Kreuzspektrum der Zeitfunktionen $x(t)$ und $y(t)$
$G'(f)$	Normiertes Energiespektrum
$H, H_o$	Wellenhöhe, Wellenhöhe im Tiefwasser
$H_b$	Brecherhöhe
$\bar{H}_Z = H_M$	Mittlere Wellenhöhe der Nulldurchgangs- methode
$H_{Z,1/3} = H_S$	Signifikante Wellenhöhe der Nulldurch- gangsmethode
$\tilde{H} = n_o$	Abstand des Wellenberges vom Ruhewasser- spiegel; vgl. 5.2
$H_o/L_o$	Wellensteilheit im Tiefwasser
$H_{xy}$	Übertragungsfunktion zwischen den Signalen $x(t)$ und $y(t)$

$H_A, H'_A$	horizontale Wellenasymmetrie; vgl. 5.2
$H_{AMu}$	horizontale Geschwindigkeitsasymmetrie nach dem Betrage; vgl. 4.14
$H_{ATu}$	horizontale Geschwindigkeitsasymmetrie in bezug auf die Zeitabschnitte küstenwärtiger und seewärtiger Geschwindigkeit; vgl. 4.14
$K(k)$	Vollständiges elliptisches Integral erster Art ) <sup>+</sup>
$ K $	Betrag des elliptischen Integrals
$L, L_0$	Wellenlänge, Wellenlänge im Tiefwasser
$L_b$	Wellenlänge am Brechpunkt
$L_H$	Halbwertlänge nach FÖHRBÖTER ; vgl. 5.3.
$l$	Parameter der STOKES-STRAUK-THEORIE III. Ordnung
$M$	Parameter der Einzelwellentheorie
$M.D.$	Mittlere Abweichung (MEAN DEVIATION)
$m$	$2\pi/L$
$N$	Parameter der Einzelwellentheorie
$r$	Korrelationskoeffizient
$S_x(f)$	lineares Spektrum von $x(t)$
$S$	Wellenhangasymmetrie nach BIESEL; vgl. 4.2
$\{S\}$	Betrag der Wellenhangasymmetrie
$S.D. = \sigma$	Standardabweichung (STANDARD DEVIATION)
$T$	Wellenperiode
$t$	Zeit
$t_c$	Dauer küstenwärtiger Orbitalbewegung
$t_t$	Dauer seewärtiger Orbitalbewegung
$T_m$	Korrelationsdistanz
$T_p$	Wellenperiode der Fourierkomponente maximaler Energiedichte
$T_R$	Meßdauer (RECORD LENGTH)
$\bar{T}_Z = T_M$	Mittlere Wellenperiode der Nulldurchgangsmethode
$T_{Z,1/3} = T_S$	Signifikante Wellenperiode der Nulldurchgangsmethode
$u$	Orbitalgeschwindigkeit

$u_{res}$	resultierende Orbitalgeschwindigkeit
$u_c$	küstenwärtige Orbitalgeschwindigkeit
$u_t$	seewärtige Orbitalgeschwindigkeit
$u_s$	Orbitalgeschwindigkeit an der Sohle
$u_n$	küstennormale Orbitalgeschwindigkeit
$u_p$	küstenparallele Orbitalgeschwindigkeit
$u_x, u_y$	Komponenten der Orbitalgeschwindigkeit
$V_A$	vertikale Wellenasymmetrie; vgl. 5.2
$V_{Ab}$	vertikale Wellenasymmetrie von Brechern
$W$	Pegelablesung
$Z_i$	Wassertiefen nach PIANC, vgl. 5.4
$Z_t$	Wassertiefe unter dem Wellental; vgl. 5.4
$\alpha$	Symmetriefaktor nach FOHRBÖTER; vgl. 5.2
$\beta$	Brecherkennzahl nach FOHRBÖTER; vgl. 5.3
$\gamma = 1:n$	Strandneigung
$\gamma$	spezifisches Gewicht
$\gamma^2$	Kohärenzfunktion
$\delta$	Winkel zwischen positiver x-Achse des Strömungsmessers und der Nordrichtung
$\Delta f$	Frequenzpunktabstand
$\Delta Z$	Brandungsstau
$\sigma = S.D.$	Standardabweichung
$\sigma^2$	Varianz
$n$	Wasserspiegelauslenkung

)<sup>+</sup> tabelliert bei MASCH und WIEGEL (1961)

## 1. EINLEITUNG

Wegen des allgemeinen Problems der fortschreitenden Küstenbelastung durch Sturmfluteinwirkungen sind im letzten Jahrzehnt nach der Sturmflutkatastrophe von 1962 für die deutschen Küsten erhebliche Geldmittel für Baumaßnahmen von den deutschen Küstenländern bereitgestellt worden, um die hinter dem Deich oder der Dünenkette liegenden bewohnten Gebiete zu schützen, oder aber um die Küste mit ihren Stränden als Erholungsgebiet zu erhalten (FOHRBÜTER 1974)

Während in früherer Zeit versucht wurde, mit Buhnenbauwerken u.a. die Küstenlinie festzulegen, ist man sich heute darüber einig, daß der wirksamste Schutz einer Küste in einem ausgedehnten flachen Vorstrand besteht, so daß der Brechpunkt für die energiereichen, großen Wellen möglichst weit seewärts verlegt und die Beanspruchung der Küste durch Seegangskräfte auf diese Weise herabgesetzt wird.

Für die Veränderungen oder gar das Verschwinden eines Vorstrandes sind die sohnahen Orbitalgeschwindigkeiten der Brandungswellen verantwortlich. Während für die Beschreibung der Wasserteilchenkinematik unmittelbar seewärts der Brecherzone noch Wellentheorien angegeben werden können, die für begrenzte Wassertiefenbereiche Gültigkeit besitzen (vgl. Abschnitt 5.5.4) versagen diese Theorien im Brandungsgebiet. Um die Zusammenhänge zu klären, die für den resultierenden Sandtransport insbesondere in küstennormaler Richtung bei bestimmten Seegangsparametern eine Rolle spielen, sind eine Reihe von Modelluntersuchungen durchgeführt worden. Mit Laboruntersuchungen sind einige sehr wichtige Ergebnisse erzielt worden, da aber die Wasser-Luft-Wechselwirkung insbesondere die Luftaufnahme nach dem Wellenbrechen im Labor nicht nachgebildet werden kann (FOHRBÜTER 1970, 1971, 1974), sind derartige Untersuchungen, ob mit fester oder beweglicher Sohle, umstritten in ihrem Aussagewert. Aus diesem Grunde wurden bereits im Jahre 1948 die ersten Naturuntersuchungen von ZENKOWICH und BUDANOW durchgeführt, bei denen, wie bei allen folgenden auch, die Zusammenhänge in bezug auf



wind- und tidebedingte Wasserstandsänderungen weitgehend unberücksichtigt blieben.

Im Gegensatz dazu besteht die vorliegende Arbeit im wesentlichen aus einer Analyse der im Brandungsgebiet während des Ablaufes einer schweren Sturmflut gewonnenen Meßdaten, mit dem Ziel, Zusammenhänge zwischen dem Erscheinungsbild des Brandungsseeganges und den bodennahen horizontalen Orbitalbewegungen zu klären.

Für die Untersuchungen konnte an der Westküste der Nordseeinsel SYLT vorteilhaft der Strandbereich eines Meßprofils verwendet werden, das vom AMT FOR LAND- UND WASSERWIRTSCHAFT, HUSUM in seewärtigen Positionen mit Echolot-Wellenpegeln ausgerüstet worden war.

## 2. THEORIEN FOR BRANDUNGSWELLEN

Der komplizierte Naturvorgang der Wasserwellenbewegung ist das erste Mal von GERSTNER (1804) mathematisch zu beschreiben versucht worden. Er ging dabei von der Rotation der Wasserteilchen um Orbitalzentren aus und erhielt daraus für die Wasseroberfläche die Form einer Trochoide. Die danach benannte TRUCHOIDALE WELLENTHEORIE ist, obwohl an ihr später noch einige Korrekturen vorgenommen werden mußten, als grundlegend für alle folgenden Theorien zu bezeichnen, da sie bereits die Abnahme der Orbitalbahnradien von der Oberfläche zum Meerensboden hin nach einem Exponentialgesetz beinhaltete.

Ebenfalls von den Bahnlinien der Wasserteilchen ausgehend oder unter Verwendung des Geschwindigkeitspotentials sind alle anderen heute bekannten mathematischen Näherungslösungen entstanden.

SCHOTTRUMPF (1973) gibt für die wichtigsten Wellentheorien eine Zusammenstellung der mathematischen Ausdrücke für

die Oberfläche,

die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit,

die Wellenlänge,  
die Gruppengeschwindigkeit,  
den Wasserdruck,  
die Orbitalgeschwindigkeit und -beschleunigung.

Dazu werden die jeweiligen Annahmen und Vereinfachungen, die bei der Aufstellung der einzelnen Theorien von ihren Verfassern verwendet wurden, genannt.

Erst in neuerer Zeit sind die unterschiedlichen Eingangsgrößen von mehreren Verfassern einer vergleichenden theoretischen Untersuchung unterzogen worden mit dem Ziel, die Wassertiefenbereiche festzulegen, in denen die einzelnen Wellentheorien die beste Übereinstimmung mit der Wirklichkeit aufweisen.

REID (1959) und DEAN (1968), die beide für die Darstellung ihrer Ergebnisse die auf das Quadrat der Wellenperiode bezogene Wellenhöhe  $H/T^2$  und Wassertiefe  $d/T^2$  verwenden (Abb. 1 und 2), kommen hierfür zum Teil zu unterschiedlichen Ergebnissen. WOOD (1969) gibt eine davon abweichende dimensionslose Darstellung in Abhängigkeit von den Verhältniswerten  $d/L$  und  $d/H$  (Abb. 3).

Übereinstimmend wird aber aus den genannten und den weiter unten diskutierten Untersuchungen deutlich, daß für den im Rahmen der vorliegenden Arbeit interessierenden Bereich abnehmender Wassertiefe im Brandungsgebiet am ehesten die CNOIDALEN WELLENTHEORIEN, die von KORTEWEG und DE VRIES (1895) das erste Mal in mathematischer Form dargestellt wurden, anwendbar zu sein scheinen.

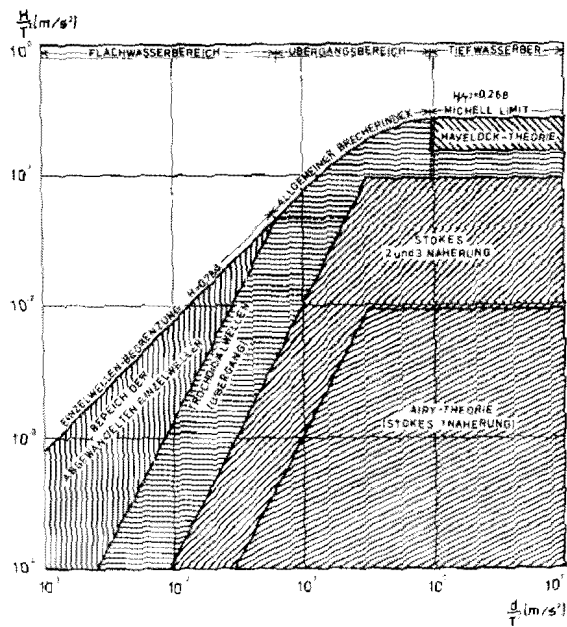


Abb. 1: Anwendungsbereiche verschiedener Wellentheorien nach REID (1959)

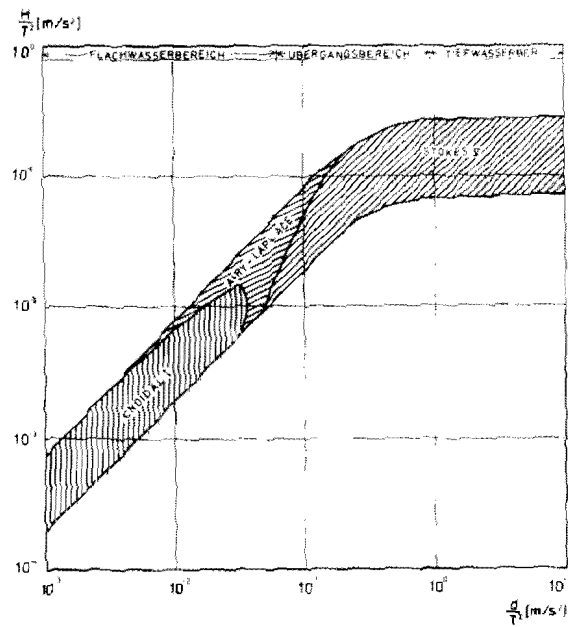


Abb. 2: Optimale Näherung verschiedener Wellentheorien nach DEAN (1968)

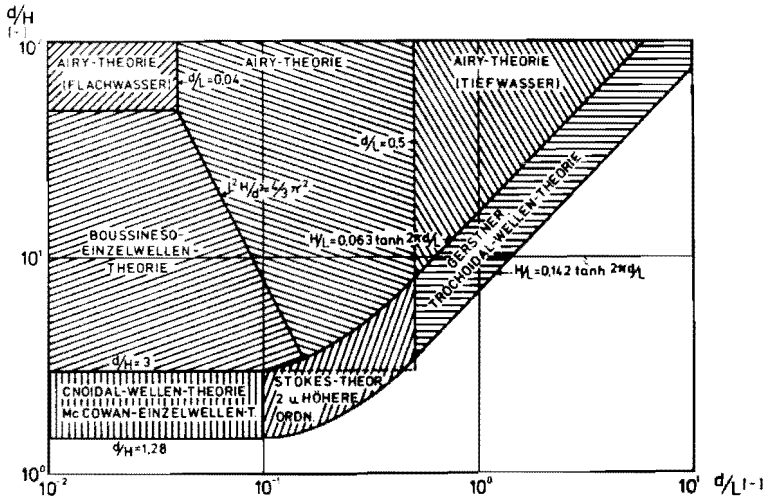
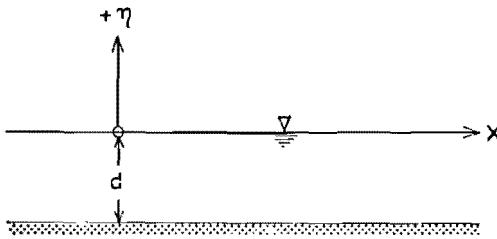


Abb. 3: Anwendungsbereiche verschiedener Wellentheorien nach WOOD (1969)

### 3. WELLENVERFORMUNG UND ORBITALGESCHWINDIGKEIT BEI ABNEHMENDER WASSERTIEFE

Wenn periodische Wellen in Bereiche abnehmender Wassertiefe einlaufen, macht sich der Einfluß des Bodens auf die Wellenbewegung bemerkbar. Zunächst tritt eine Verformung der Orbitalbahnen insofern auf, daß aus den ehemals kreisförmigen Orbitalbahnen Ellipsen werden, deren horizontale Halbachsen wie auch die vertikalen Halbachsen zum Boden hin abnehmen. An der Sohle verschwinden die vertikalen Halbachsen, so daß die Vertikalbewegung vollständig aufhört, (SCHULEJKIN, 1960). Hierfür fordert die Kontinuitätsbedingung, daß die Amplitude der horizontalen Schwingung der Teilchen am Boden doppelt so groß wird wie die Amplitude, die in derselben Tiefe vorliegen würde, wenn der Boden nicht vorhanden wäre. Dazu tritt der sogenannte Massentransport zunehmend stärker in Erscheinung. Die Orbitalbahnen sind nicht mehr geschlossen, und am

Brechpunkt der Wellen verliert schließlich die Orbitalbewegung ihre charakteristische Schwingungsform. Nach dem Brechvorgang ist die Wellenbewegung aperiodisch; die Bewegung der einzelnen Wasserteilchen erstreckt sich über die gesamte Wassertiefe und zwar über die Dauer des Durchgangs der gesamten Wellenform nur in küstenwärtiger Richtung. Die hierdurch charakterisierten Wellen werden als Übertragungs- oder Einzelwellen (SOLITARY WAVES) bezeichnet. Die Ergebnisse der im folgenden Abschnitt wiedergegebenen früheren Untersuchungen über brechende Wellen sind das öfteren mit den mathematischen Ausdrücken verschiedener Wellentheorien verglichen worden. Aus diesem Grunde sind (in Tabelle 1) die Formeln der wichtigsten Wellentheorien für den horizontalen Orbitalgeschwindigkeitsverlauf am Boden zusammengestellt.



Tab. 1: Theoretische Orbitalgeschwindigkeiten  
an der Sohle

WELLENTHEORIE	ORBITALGESCHWINDIGKEIT AN DER SOHLE
AIRY LAPLACE (lineare Wellentheorie)	$u_s = \frac{\pi \cdot H}{T} \cdot \frac{1}{\sinh(2\pi d/L)} \cdot \cos \frac{2\pi}{T} \cdot t$
STOKES II. Ordnung	$u_s = \frac{\pi \cdot H}{T} \cdot \frac{1}{\sinh(2\pi d/L)} \cdot \cos \frac{2\pi}{T} \cdot t$ $+ \frac{3}{4} \frac{\pi^2 \cdot H^2}{T \cdot L} \cdot \frac{1}{(\sinh(2\pi d/L))^4} \cdot \cos \frac{4\pi}{T} \cdot t$
STOKES-STRAUK III. Ordnung	$u_s = \frac{L}{T} a \cdot \cosh \frac{2\pi d}{L} \cdot \cos \frac{2\pi}{T} \cdot t$ $+ \frac{3 La^2}{2 T (\cosh \frac{4\pi}{L} - 1)} \cdot \cosh \frac{4\pi}{L} d \cdot \cos \frac{4\pi}{T} \cdot t$ $- \frac{3 La^3}{16 T} \cdot \frac{2 \cosh \frac{4\pi}{L} - 11}{(\cosh \frac{4\pi}{L} - 1)^2} \cdot \cos \frac{6\pi}{T} \cdot d \cdot$ $\cdot \cos \frac{6\pi}{T} \cdot t$
MUNK (Einzelwellentheorie)	$u_s = c \cdot N \cdot \frac{1 + \cos M \cdot \cosh(M x/d)}{[\cos M + \cosh(M x/d)]^2}$ <p>mit <math>c = \sqrt{g(H+d)}</math> und</p> $\frac{H}{d} = \frac{N}{M} \tan \left[ \frac{1}{2} M \left( 1 + \frac{H}{d} \right) \right]$ $N = \frac{2}{3} \sin^2 \left[ M \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{H}{d} \right) \right]$

#### 4. ERGEBNISSE FROHERER UNTERSUCHUNGEN

Die Kompliziertheit der für die Meereswellen bereits im vorigen Jahrhundert entwickelten Theorien beruht im wesentlichen auf der Tatsache, daß Oberflächenwellen - im Gegensatz beispielsweise zu den elektromagnetischen Wellen - von der regelmäßigen Sinusform erhebliche Abweichungen zeigen können.

Außer der Linearen (AIRY-LAPLACE-THEORIE) liefern alle übrigen Theorien für das Wellenprofil eine vertikale Asymmetrie und dementsprechend für positive und negative Wasserspiegelauslenkungen nach Betrag und Dauer unterschiedliche horizontale Orbitalgeschwindigkeiten am Meeresboden. Aber auch die Asymmetrien, die bei der Umformung der Wellen unter dem Einfluß des Meeresbodens auftreten, sind schon im vorigen Jahrhundert erkannt worden.

ZENKOVICH (1967) nennt in diesem Zusammenhang die italienischen Forscher EMY (1831), CIALDY (1860) und CORNAGLIA (1881) und andererseits den Briten CORNISH (1898), die unabhängig voneinander zuerst diese (horizontalen) Asymmetrien als bedeutungsvoll für die Sandbewegung vermutet haben. Es hat jedoch noch etwa ein halbes Jahrhundert gedauert, bis zur Klärung dieser für die Stabilität der Küsten wichtigen Zusammenhänge ernsthafte Schritte unternommen wurden. Nachfolgend sind in einer chronologischen Übersicht die wichtigsten seit dem 2. Weltkrieg aus theoretischen und experimentellen Arbeiten erhaltenen Ergebnisse wiedergegeben.

##### 4.1 ZENKOWICH und BUDANOW (1948) (bei BRUNS (1955))

Mit dem Ziel, die von den klassischen Wellentheorien geforderte oszillierende Orbitalbewegung ihrem Betrage nach in der Natur nachzuweisen, wurden von ZENKOWICH und BUDANOW erstmals Messungen mit dem von SISOJEFF und KUDINOFF in der UdSSR entwickelten Gerät MEDUSA, das nach einem elektro-

optischen Verfahren arbeitete, durchgeführt. Das Gesät war bei den Messungen zunächst seewärts der Brandungszone, später jedoch auch in der Brandungszone auf einem 1:5 geneigten Meeresboden aufgestellt. Während an der Oberfläche eine Dünung mit 1,3 m bis 1,5 m hohen Wellen, Wellenperioden um  $T = 9$  s und Wellenlängen von etwa 40 m vorhanden war, erreichten die Orbitalgeschwindigkeiten an der Sohle bei einer Wassertiefe von 3 m bis 0,8 m/s. Je näher die Meßposition küstenwärts verlegt wurde, desto höhere Geschwindigkeiten wurden gemessen. In einer Wassertiefe von 1,5 m ergab sich die Maximalgeschwindigkeit direkt unter den brechenden Wellen zu 1,2 m/s. Desweiteren war bei diesen Untersuchungen stets eine größere Geschwindigkeit der Wasserteilchen küstenwärts als seewärts vorhanden, und zwar vergrößerte sich diese Ungleichheit mit der Abnahme der Wassertiefe. In der Wassertiefe von  $d = 3$  m betrug das Verhältnis seewärtiger zu küstenwärtiger Geschwindigkeit 1:1,4 und erreichte bei der Wassertiefe von 1,5 m (etwa an der Brecherlinie) den Verhältniswert 1:2,2.

#### 4.2 BIESEL (1951)

Mit einer wichtigen theoretischen Untersuchung über die in Gebiete abnehmender Wassertiefe einlaufenden Wellen hat BIESEL die beobachteten Verformungen des Wellenprofils zu erklären versucht.

Im Gegensatz zu den vorher entwickelten Theorien von MICHE, STOKER, LOEWY und LOWELL, die in der Praxis nur für eine begrenzte Zahl von geringen Werten konstanter Strandneigung und kleinen Werten

$$md = 2\pi d/L$$

für die relative Wassertiefe angewendet werden konnten, geht seine mathematische Behandlungsweise auf der Grundlage der Wellentheorie erster und zweiter Ordnung davon aus, daß Glieder zweiter und höherer Ordnung für die Strandneigung



1:n vernachlässigt werden können. Für die zeitliche Verformung der Welle über einem geneigten Strand untersuchte er die Bahnlinie eines Wasserteilchens an der Wasseroberfläche und definierte entsprechend der Darstellung auf Abb. 4 den Mittelwert der beiden Winkel  $s_1$  und  $s_2$ , die die Bahnlinie

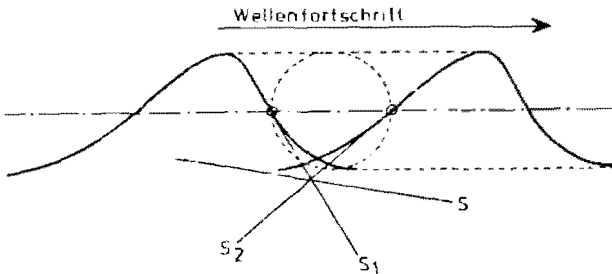


Abb. 4: Zur Definition der Wellenhangasymmetrie nach BIESEL (1961)

mit dem Ruhewasserspiegel in den Schnittpunkten mit diesem bilden, als Wellenhangasymmetrie

$$s = (s_1 + s_2)/2.$$

Mit den genannten Vereinfachungen gelangte er für diesen die Verformung der Welle beschreibenden Parameter zu einem Ausdruck, in dem die Wellensteilheit  $H/L$  mit der Potenz 2 auftritt. Demnach sind für die Verformung der Wellen im Brandungsgebiet gerade die Glieder zweiter Ordnung von großer Bedeutung.

Aus diesem Grunde stellte BIESEL der auf der linearen Theorie beruhenden Lösung die Ergebnisse der Lösung unter Berücksichtigung der Glieder zweiter Ordnung gegenüber.

Als repräsentativ hierfür sind die Berechnungen von Brecherprofilen von Wellen mit einer Steilheit  $H_0/L_0 = 1/80$  über einer Strandneigung  $1:n = 1:10$  anzusehen, deren Ergebnisse für den Brechvorgang auf den Abbildungen 5 und 6 dargestellt

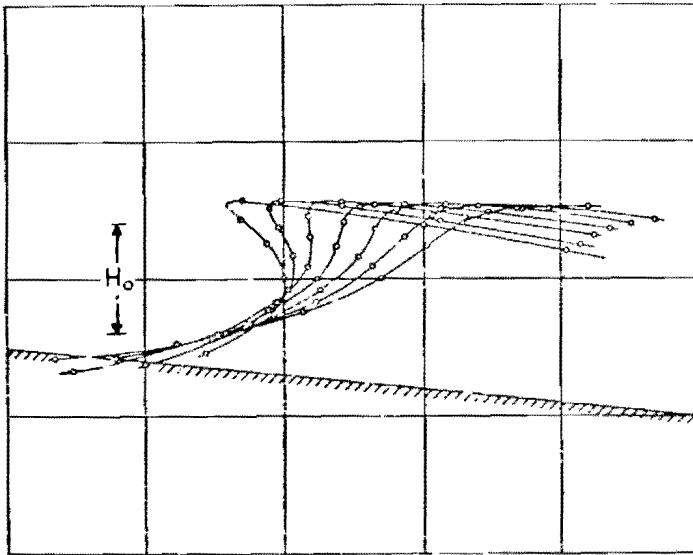


Abb. 5: Profilverformung nach der Theorie I. Ordnung von BIESEL (1951)

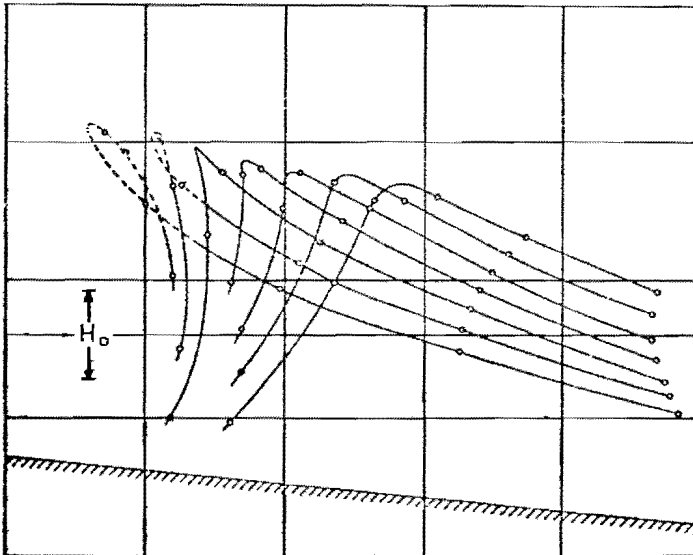


Abb.6: Brecherprofil nach der Theorie II. Ordnung von BIESEL (1951)

sind.

Bereits die auf der Grundlage der Theorie I. Ordnung erhaltenen Brecherprofile für einen Orbitalzyklus (Abb.5) weisen qualitativ eine recht gute Übereinstimmung mit Wellen nahe ihrem Brechpunkt auf:

- a) Die Wellenhangasymmetrie nimmt mit abnehmender Wassertiefe (relativer Wassertiefe  $md$ ) zu, und
- b) mit zunehmender Wassertiefe erreicht die Asymmetrie zunächst den Wert Null, wechselt bei  $md = 1,7$  das Vorzeichen und strebt für sehr große relative Wassertiefen wiederum gegen Null.

Die erste Näherung ist jedoch nicht in der Lage, das Brecherprofil selbst und die dem Brechvorgang vorausgehende Aufsteilung hinreichend genau zu beschreiben. Demgegenüber wird mit der Hinzunahme von Gliedern II. Ordnung die Profilverformung derart beeinflusst, daß diese der Wirklichkeit sehr nahe kommt:

- a) der Brechpunkt ist weiter seewärts in größere Wassertiefe verlegt,
- b) die Wellenhöhe am Brechpunkt ist wesentlich größer, und
- c) wenn der Luvhang der Welle vertikal wird, wird das Profil instabil.

Die eingehende mathematische Behandlung von BIESEL (1951) zeigt, wie schwierig es bereits ist, den Brechpunkt exakt zu erfassen. Für brechende oder ausgebrochene Wellen fehlt bisher jede mathematische Beschreibung.

#### 4.3 IVERSEN (1951, 1952)

Mit einem der ersten und zugleich auch richtungsweisenden Laborversuche behandelte IVERSEN den Einfluß der Strandneigung auf die Brechergeometrie und die Kinematik der Wasserbewegung.

Dabei benutzte er für die Sichtbarmachung der Strömung die Teilchen einer chemischen Farbstofflösung mit dem spezifischen Gewicht  $\gamma = 1 \text{ g/cm}^3$  und hielt die Bewegung dieser Teilchen und das Wellenprofil im Film fest.

Die Geschwindigkeitsvektoren der einzelnen Partikel ermittelte er auf die Art, daß er aufeinanderfolgende Bilder übereinander projizierte. Ebenso erhielt er die Rücklaufgeschwindigkeit (back wash velocity) und die Geschwindigkeit des Wellenkammes.

Hinsichtlich der Vorhersage der Brecherart, über die O'BRIEN (1946) nur qualitative Angaben machen konnte, gelangte IVERSEN zu der Ansicht, daß einerseits der Zusammenhang der Rücklaufgeschwindigkeit mit der Strandneigung und auf der anderen Seite die Tiefwasserwellensteilheit  $H_0/L_0$  über die Brecherform entscheiden:

Große Werte für die Wellensteilheit hatten auf allen untersuchten Neigungen ( $0,02 \leq 1:n \leq 0,1$ ) Schwallbrecher (spilling breakers) zur Folge; mit abnehmender Wellensteilheit bestand die Tendenz zur Entwicklung von Sturzbrechern (plunging breakers) und zwar umso mehr je steiler die Neigung gewählt wurde.

Für extrem niedrige Wellensteilheiten beobachtete IVERSEN auf der Neigung 1:10 einen weiteren Brechertyp, den er als Reflexionsbrecher (surging breaker) bezeichnete. Während für eine gewählte Ausgangswellensteilheit auf der Neigung 1:10 um 40 % höhere Wellenhöhen erhalten wurden als auf der Neigung 1:50 und die Asymmetrie stark zugenommen hatte, wurde eine grundsätzliche Änderung des Geschwindigkeitsfeldes nicht festgestellt.

#### 4.4 HAMADA (1951)

Bei den Untersuchungen von HAMADA handelte es sich ebenfalls um Laborversuche.

Im Wellenkanal setzte er für die Aufzeichnung der Orbitalgeschwindigkeit ein Propellergerät 3 cm über der Sohle ein. Als Ergebnis seiner Untersuchungen gibt er für die Ungleichheit zwischen seewärtiger und küstenwärtiger Bewegung Verhältniswerte zwischen 1:1,05 und 1:1,163 an und bleibt damit unter den von ZENKOVICH und BUDANOW genannten Werten; allerdings war bei seinen Untersuchungen auch die Strandneigung mit 1:10 bzw. 1:15 geringer.

Für die Auswertung bestand sein theoretischer Ansatz darin, die Orbitalgeschwindigkeit nach der AIRY-Theorie zu berechnen und eine geschätzte Geschwindigkeit als Massentransportgeschwindigkeit hinzuzufügen; eine Geschwindigkeitsasymmetrie bei vernachlässigbarem Massentransport zog er hierbei nicht in Erwägung.

#### 4.5 HAYAMI, ISHIHARA und IWAGAKI (1953)

An vier verschiedenen Abschnitten der japanischen Küste untersuchten HAYAMI, ISHIHARA und IWAGAKI insbesondere die Einflüsse der Refraktion, des Windwirkweges (Fetch) und der Brecherart auf die Erosion und Sedimentation. Mit Hilfe von Refraktionsdiagrammen gelang ihnen für das untersuchte Gebiet der Nachweis, daß die mittlere Wellenenergie  $\bar{E}$  weder dem Quadrat der Brecherhöhe - etwa entsprechend der linearen Wellentheorie - noch dem Wert  $(dH)^{3/2}$ , der nach BOUSSINESQ (MUNK 1949) der Einzelwellentheorie entstammt, proportional ist. Vielmehr ergab sich bei ihren Ermittlungen eine ziemlich gute lineare Abhängigkeit der mittleren Wellenenergie von der Brecherhöhe  $H_b$  unmittelbar zum Zeitpunkt des Wellenbrechens. Hinsichtlich des Einflusses der unterschiedlichen Windwirkwege auf die Prozesse in der Brandung ergab die

rechnerische Ermittlung der Brecherhöhen auf der Grundlage der Untersuchungen von SVERDRUP und MUNK (1947) eine gute Übereinstimmung mit den entlang der Küste beobachteten unterschiedlichen Brecherhöhen und Erosionen.

In Verbindung mit Wellenprofilmessungen stellten sie fest, daß sich für die Brecherzone und für die sich daran anschließende Wellenauflaufzone zwei ganz unterschiedliche Strandneigungen mit Material unterschiedlicher Korngrößen einstellte.

Während in der Brandungszone hauptsächlich Fein- und Mittelsand angetroffen wurde, nahm die Korngröße zur Küstenlinie hin deutlich zu. So wurde vermutet, daß für beide Bereiche unterschiedliche hydraulische Bedingungen gelten müßten.

Aus synchronen Aufzeichnungen der Wasserspiegelauslenkungen und der Orbitalgeschwindigkeiten, die etwa 1 bis 2 dm unter dem Ruhewasserspiegel mit Propellergeräten gemessen wurden, wurden zwei Arten von Brechern gefunden, die mit WAVE-TYPE (Sturzbrecher) und FLOW-TYPE (Schwallbrecher) bezeichnet wurden.

Während die Autoren bei dem Sturzbrecher die Maximalgeschwindigkeit unmittelbar dem Wellenkamm zuordneten, wurde beim Schwallbrecher die Maximalgeschwindigkeit auf der Vorderseite der Welle lokalisiert. Dazu ergab eine Untersuchung mit Sandfallen, daß mit dem vorwiegenden Auftreten von Schwallbrechern eine Anladung verbunden war, während der Sturzbrecher für die Erosion verantwortlich war.

#### 4.6 MORISON und CROOKE (1953)

Nachdem LARRAS (1952) mit der von IVERSEN erprobten Untersuchungsmethode die Wasserpartikelgeschwindigkeit in der Nähe des Brecherkammes etwas größer als die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit ermittelt hatte, benutzten auch MORISON und CROOKE diese Methode.

Die Ergebnisse ihrer Untersuchungen auf Strandneigungen  $1:n=1:10$  und  $1:n=1:50$  weichen teilweise von den oben bisher erwähnten ab:

Im Gegensatz zu den Beobachtungen von IVERSEN ermittelten sie auf der steileren Neigung  $1:10$  für niedrige Wellen ( $H_0/L_0 = 0,0036$ ) Schwallbrecher; mit zunehmender Tiefwasserwellensteilheit vollzieht sich der Übergang zu Sturzbrechern.

Das Verhältnis der horizontalen, seewärtigen und küstenwärtigen Orbitalgeschwindigkeiten kann insbesondere auf schwacher Strandneigung ( $1:n = 1:50$ ) auf  $u_t:u_c = 1:2$  anwachsen, während am Wellenkamm, abweichend von LARRAS, die maximale Wasserteilchengeschwindigkeit  $\max u_c$  immer kleiner oder höchstens gleich der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit ermittelt wurde. Diese Erscheinung war auf einen engen Bereich am Brecherkamm beschränkt, und der Maximalwert wurde mal vor und mal hinter dem höchsten Punkt des Brechers beobachtet.

#### 4.7 IPPEN und KULIN (1954)

Auch IPPEN und KULIN verwendeten für ihre Untersuchungen von brechenden Einzelwellen (solitary waves) eine Methode, die derjenigen von IVERSEN ähnelte. Hinsichtlich der Brechergeometrie interessierten sie sich insbesondere für das Verhältnis Brecherhöhe  $H_b$  zu Brechertiefe  $d_b$  auf Strandneigungen  $0,023 \leq 1:n \leq 0,065$  und kamen hierfür zu folgendem Ergebnis:

- a) Auf der flachsten untersuchten Neigung  $1:n = 0,023$  mit Schwallbrechern war das Verhältnis  $H_b/d_b$  etwa konstant  $H_b/d_b = 1,2$
- b) dieser Verhältniswert nahm zu mit zunehmender Strandneigung (Sturzbrecher) und andererseits auch, wenn die Anfangswellenhöhe kleiner gewählt

wurde. Vergleichsuntersuchungen auf der Neigung  $1:n = 1:15$  ergaben im Mittel für Einzelwellen mit  $H_b/d_b \approx 2,29$  wesentlich höhere Verhältnisswerte als für Schwingungswellen ( $H_b/d_b = 1,12$ ).

- c) Im Gegensatz zu den Untersuchungen von IVERSEN nahmen für gleiche Anfangswellenhöhen bei abnehmender Strandneigung sowohl die Brecherhöhen als auch die Brechertiefen zu. Andererseits wurden bei konstanter Strandneigung und Wassertiefe kleine Anfangswellen relativ höher und brachen in geringeren Tiefen, als das bei großen Anfangswellenhöhen der Fall war. Hierbei bewirkte die Bodenreibung lediglich bei kleinen Ausgangswellenhöhen, daß das Wellenbrechen mit kleinerer Brecherhöhe und geringerer Wassertiefe erfolgte.

Im Hinblick auf die Wasserteilchengeschwindigkeiten wurde versucht, Sturzbrecher auf der Neigung  $1:16$  und Schwallbrecher auf der Neigung  $1:44$  miteinander zu vergleichen. Hierfür stellte sich jedoch heraus, daß die gewählte Meßmethode nur unsichere Ergebnisse lieferte. Unter Vorbehalt teilen die Autoren mit, daß sich bei Sturzbrechern sowohl für die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit als auch für die maximale horizontale Teilchengeschwindigkeit höhere Werte ergeben als bei Schwallbrechern. Andererseits ist bei beiden Brecherformen die maximale Teilchengeschwindigkeit um etwa 15 % kleiner als die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit.

#### 4.8 PATRICK und WIEGEL (1955), WIEGEL und BEEBE (1956)

Eine erneute Auswertung des Meßmaterials, das bei den Versuchen von IVERSEN (1952) erhalten worden war, wurde von PATRICK und WIEGEL (1955) und andererseits von WIEGEL und BEEBE (1956) durchgeführt.

Während sich bei der Brecherklassifizierung nur unbedeuten-



de Abweichungen zu IVERSENS Untersuchungen ergaben (vgl. Abschn. 4.3), fanden WIEGEL und BEEBE, daß das Verhältnis Erhebung des Wellenkammes über dem Ruhewasserspiel zur Brecherhöhe  $H_b$  unabhängig von Wellensteilheit  $H_0/L_0$  und Strandneigung  $1:n$  immer etwa  $V_A = 0,78$  war. Für das Verhältnis Brecherhöhe zu Brechertiefe wurden immer größere Werte als  $H_b/d_b = 0,78$  gefunden und dieser Wert deswegen von den Verfassern als für das Wellenbrechen entscheidend abgelehnt.

#### 4.9 INMAN und NASU (1956)

Für die Messung der bodennahen Orbitalgeschwindigkeiten setzten INMAN und NASU bei Naturuntersuchungen vor La Jolla in Kalifornien eine Stauscheibe ein, die nach dem Dehnmeßstreifenprinzip (DMS) arbeitete. Zusätzlich wurden die Wellenhöhen visuell gemessen oder aus den Aufzeichnungen eines nach dem Gasdruckgesetz wirkenden Gerätes ermittelt, das kontinuierlich den Druck entsprechend dem Gewicht der sich darüber befindlichen Wassersäule registrierte.

Die Messungen wurden seewärts der Brecherzone ( $H_5/d \leq 0,62$ ) in Wassertiefen zwischen 1,70 m und 2,8 m bei Wellenhöhen bis zu 2,13 m durchgeführt. Dabei befanden sich die Geräte in einer Höhe von 28 cm über dem mit 1:35 geneigten See-Grund.

INMAN und NASU stellten fest, daß sich die Zeitfunktionen der Horizontalgeschwindigkeitskomponente und der Wasserspiegelauslenkung ähnelten. Andererseits fiel ihnen jedoch auch auf, daß die horizontale Geschwindigkeit eher abhängig war von dem Maß der Wasserspiegeländerung (Steigungsmaß der Welle) als von der tatsächlich erreichten Wellenhöhe. Während bei Wellen mit steilen Hängen stets unter dem Wellenkamm ein ausgeprägtes Maximum an horizontaler Geschwindigkeit bzw. Minimum unter dem Wellental vorhanden war, er-

reichten die Orbitalgeschwindigkeiten von weniger steilen Wellen bei gleicher Höhe wesentlich kleinere Absolutbeträge. Sofern nur einfache Wellenformen (Wellen ohne Doppelkamm o.ä.) analysiert wurden, übertrafen stets die gemittelten maximalen küstenwärtigen Geschwindigkeiten unter dem Wellenkamm im Betrag die seewärts gerichteten unter dem Wellental. Die Zeitabschnitte, in denen küstenwärtige oder seewärtige Geschwindigkeit herrschte, standen dazu im umgekehrten Verhältnis.

Der Vergleich der gemessenen Orbitalgeschwindigkeiten mit denjenigen, die nach den Theorien von AIRY (1845) und STOKES (1847) sowie der Einzelwellentheorie von MUNK (1949) berechnet wurden, fällt eindeutig zugunsten der letztgenannten Theorie aus.

Insbesondere ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der Einzelwellentheorie für

- a) Wellen mit einfachen Profilformen, wenn das Verhältnis Wellenhöhe zu Wassertiefe  $H/d > 0,4$  und
- b) für Wellen mit längeren Perioden bis hinab zu dem Verhältnis  $H/d = 0,2$ .

#### 4.10 MILLER und ZEIGLER (1964)

Auch die Untersuchungen von MILLER und ZEIGLER waren Naturuntersuchungen. Ihr Ziel war es, Klarheit über die Verteilung der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten unter den Kämmen brechender Wellen zu erhalten. Dazu wurden in einem Meßprofil im Abstand von etwa jeweils 25 m, über eine Gesamtstrecke von etwa 60 m, 3 Meßstationen eingerichtet, an denen Wellenhöhen mit Hilfe der elektrischen Widerstandsmessung und Orbitalgeschwindigkeiten einmal nach einem elektroakustischen Verfahren und zum anderen mit elektromagnetischen Strömungsmessern registriert wurden.

Da beabsichtigt war, nur die von einer regelmäßigen Dünung erzeugten Brecher zu untersuchen, wurden Messungen nur unternommen, wenn örtliche Windeinflüsse vernachlässigbar gering waren.

Wie bei INMAN und NASU wurden auch hier für die Auswertung ausschließlich einfachere Wellenformen ausgewählt mit Brecherhöhen zwischen  $0,6 \text{ m} \leq H_b \leq 3,65 \text{ m}$ .

Die in analoger Form vorliegenden Wellenaufzeichnungen wurden zunächst digitalisiert, und die so erhaltenen Einzelwerte in einer dimensionslosen Darstellung aufgetragen. Auf diese Weise ergab sich eine Aufteilung in drei typische Brecherformen, die in Zuordnung zu Sturz-, Misch- und Schwallbrecher als symmetrische, asymmetrische und sehr asymmetrische Formen bezeichnet wurden. Für diese Formen wurden aus insgesamt 200 Wellen Mittelwerte (Durchschnittswellen mit den zugehörigen Isotachen) errechnet, die mit denen auf analoge Art nach den Theorien errechneten verglichen werden konnten.

Bei der Gegenüberstellung der gemessenen und berechneten Geschwindigkeitsfelder nach der Theorie von STOKES III. Ordnung (Abb.7) und der cnoidalen Wellentheorie (Abb.8) gehen die Verfasser zunächst von einer gerade noch ungebrochenen Welle aus (Abb. 9).

Der wesentliche Unterschied besteht darin, daß die theoretischen Wellenprofile keine Asymmetrien in der Geschwindigkeitsverteilung und der Wellenform aufweisen. Dazu hatte diese Repräsentativwelle im Gegensatz zur Theorie von STOKES eine ausgeprägte Spitze am Wellenberg, einen längeren seewärtigen und einen steileren küstenwärtigen Hang mit einem Knickpunkt oberhalb des Ruhewasserspiegels. Da auch die Darstellung für die cnoidale Welle Knickpunkte und eine Spitze am Wellenberg aufweist, folgern die Verfasser, daß diese Wellentheorie die Verhältnisse in der Brandungszone wesentlich besser beschreibt als die Theorie III. Ordnung von STOKES. Insbesondere wenn es sich um symmetrische Brecher

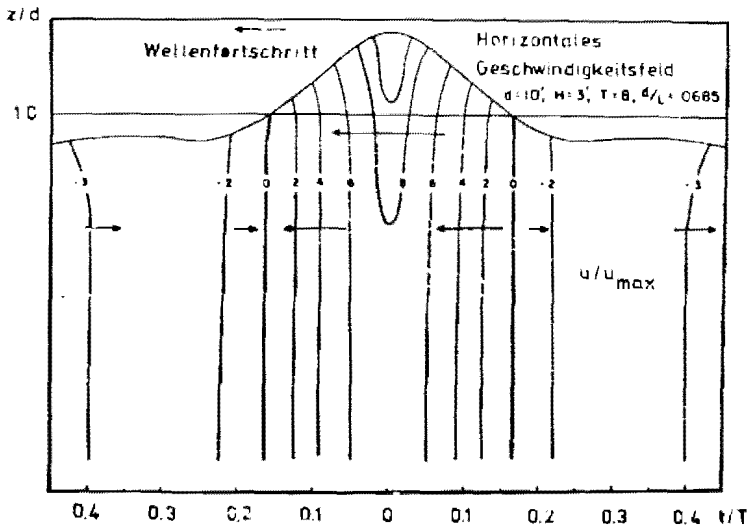


Abb. 7: Welle nach Theorie III. Ordnung von STOKES kurz vor dem Brechen (MILLER und ZEIGLER 1964)

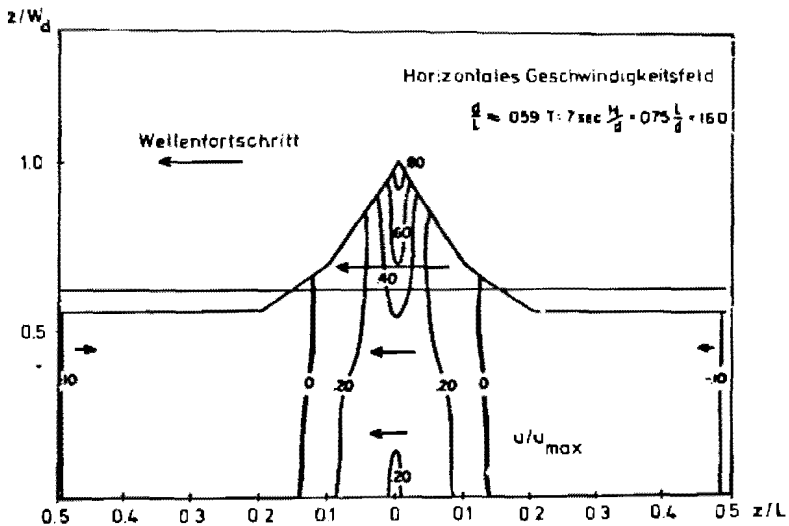


Abb. 8: Welle nach der CNOIDALEN Wellentheorie kurz vor dem Brechen (MILLER und ZEIGLER 1964)

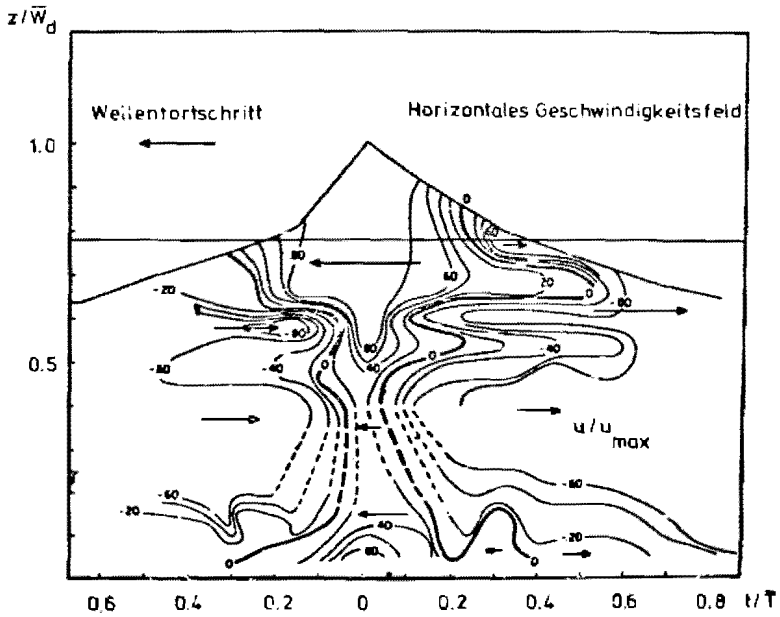


Abb. 9: Gemessene Welle kurz vor dem Brechen  
(MILLER und ZEIGLER 1964)

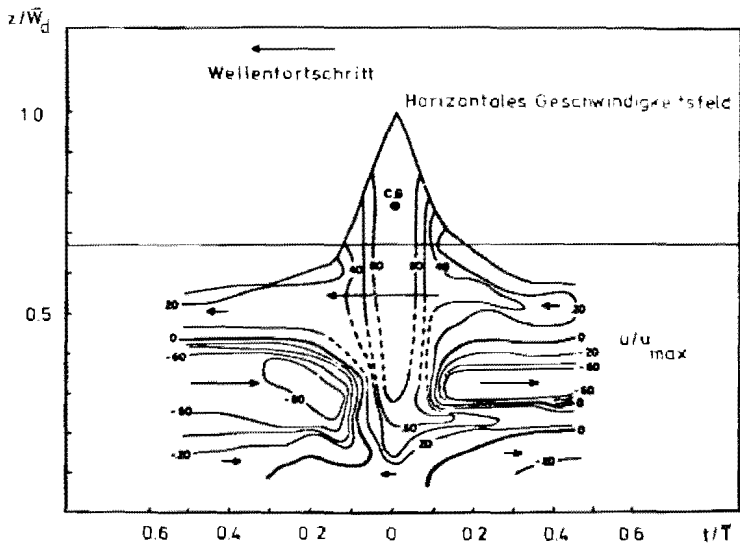


Abb. 10: Gemessene symmetrische Durchschnittswelle  
(MILLER und ZEIGLER 1964)

(Sturzbrecher) (Abb. 10) handelt, für die die Geschwindigkeitsverteilung im oberen Teil der Welle tatsächlich derjenigen für die cnoidale Welle nahe kommt. Im unteren Teil dagegen ist die Geschwindigkeitsverteilung ebenso wie bei den übrigen beiden Brecherformen (Abb. 11 und 12) recht unsymmetrisch.

Die asymmetrische Welle (Mischbrecher) (Abb. 11) kann noch am ehesten mit der fast brechenden Welle (Abb. 9) verglichen werden. Ebenso wie bei dieser befinden sich Gebiete seewärtiger Geschwindigkeit auch oberhalb des Ruhewasserspiegels; andererseits ist die Welle aber steiler geworden. Das Geschwindigkeitsfeld der sehr asymmetrischen Welle (Schwallbrecher) (Abb. 12) weist von allen Formen die größten Geschwindigkeitsbeträge in der Nähe des Bodens auf, und zusätzlich zu dem bei allen Brecherformen vorhandenen Gebiet küstenwärtiger Geschwindigkeit unterschiedlicher seitlicher Ausdehnung vom Wellenkamm bis zum Seegrund ist hier noch ein weiteres seewärts davon vorhanden. Sämtliche Geschwindigkeitsprofilmessungen wurden an derselben Meßposition vorgenommen. Das bedeutet, daß in der Natur für die Entwicklung einer bestimmten Brecherform neben der Strandneigung noch weitere Einflüsse von Bedeutung sind.

Die offenbar vorhandene Zuordnung von charakteristischen Geschwindigkeitsfeldern zu bestimmten Brecherformen steht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der qualitativen Untersuchungen von HAYAMI, ISHARA und IWAGAKI (1953).

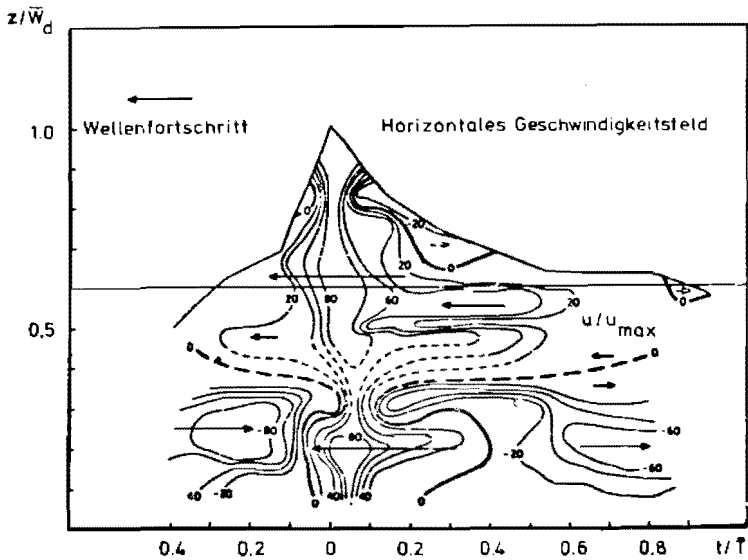


Abb. 11: Gemessene asymmetrische Durchschnittschnecke (MILLER und ZEIGLER 1964)

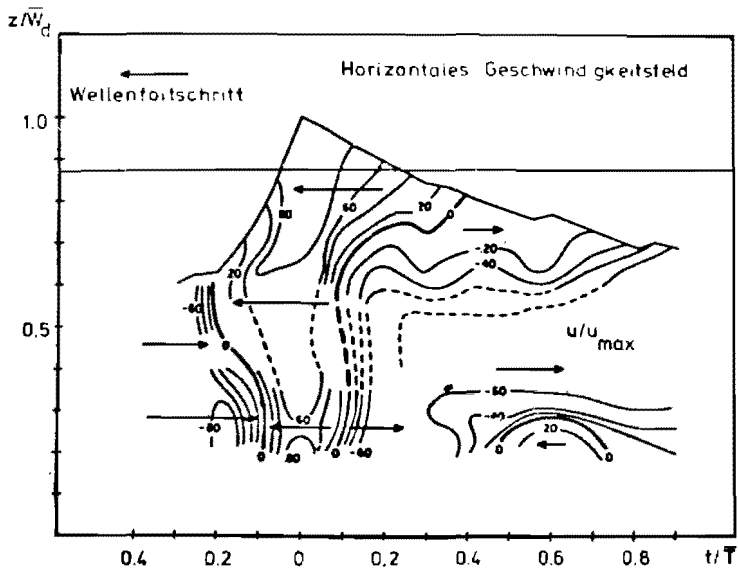


Abb. 12: Gemessene sehr asymmetrische Durchschnittschnecke (MILLER und ZEIGLER 1964)

#### 4.11 ADEYMO (1966)

Mit einer umfangreichen Arbeit nahm ADEYMO die Modelluntersuchungen wieder auf.

Das Ziel seiner Untersuchungen war es, Ansätze für die geometrische Asymmetrie der in die Brandungszone einlaufenden Wellen zu finden und für diese eine zutreffende Wellentheorie zu ermitteln.

Die Asymmetrie einer in flacher werdendes Wasser einlaufenden Welle kann als Ursache für die ungleichförmige Beanspruchung des Meeresbodens angesehen werden, und die aus unsymmetrischen Wellen resultierenden Kräfte auf die Sedimente führen schließlich zu Strukturen, die sich nicht mehr im Gleichgewicht befinden.

ADEYMO setzte bei seinen Untersuchungen ein Gerät ein, das nach dem kapazitiven Prinzip arbeitete und mit dem Wellenhöhen, Wellenformen und Wellenlängen bestimmt werden konnten. Die Versuchsreihen erstreckten sich auf Strandneigungen in den Grenzen zwischen 1:4 und 1:18 mit einer dem Wellenkanal angepaßten Welle mit den Kenndaten

$$\begin{aligned}T &= 0,8 \text{ s} \\H_0 &= 3,68 \text{ cm und} \\d_0 &= 24,13 \text{ cm.}\end{aligned}$$

Für die Auswertung der Wellenformen geht er von folgenden Definitionen für die Wellenasymmetrie aus (vgl. Abschnitt 5.2, Abb. 16)

- a) die vertikale Asymmetrie als Quotienten aus vertikalem Abstand des Wellenberges vom Ruhewasserspiegel dividiert durch die Wellenhöhe

$$V_A = \tilde{H}/H$$

- b) die Wellenhangasymmetrie als Mittelwert der beiden Winkel, die der vordere und der hin-



tere Hang des Wellenberges mit dem Ruhewasserspiegel bilden. In Übereinstimmung mit der Definition von BIESEL (1951)

$$s = \frac{1}{2} (s_1 + s_2)$$

werden hier für die in Radianen gemessenen Winkel unterschiedliche Vorzeichen gewählt (küstenwärtiger Winkel negativ), so daß ein negativer Mittelwert einen steileren küstenwärtigen Hang im Vergleich zum seewärtigen anzeigt.

- c) Die auf den Wellenberg bezogene horizontale Asymmetrie  $H_A$  als Quotienten aus den horizontalen Abständen der Schnittpunkte des küstenwärtigen und seewärtigen Hanges mit dem Ruhewasserspiegel

$$H_A = \Delta l / (1 - \Delta l)$$

- d) die auf die ganze Welle bezogene horizontale Asymmetrie

$$H'_A = \Delta L / (L - \Delta L)$$

Für die vertikale Asymmetrie haben die Untersuchungen von ADEYMO folgende Ergebnisse:

- a) Auf allen Strandneigungen wird eine gute Übereinstimmung mit dem entsprechenden Ausdruck aus der cnoidalen Wellentheorie nach MASCH und WIEGEL (1961) erzielt. Die maximale Abweichung beträgt für die Neigung 1:4 18 %.
- b) Auf allen Neigungen wurde mit dem Fortschreiten der Welle auch eine Zunahme der Asymmetrie beobachtet. Die Asymmetrie erreicht ihren Maximalwert, wenn die Welle bricht.

- c) Die maximale Asymmetrie zum Zeitpunkt des Wellenbrechens wächst mit abnehmender Strandneigung insbesondere für Verhältnismerte  $d/L < 0,10$ .
- d) Die Auftragungen der vertikalen Asymmetrie über dem dimensionslosen Parameter  $d/L$  sind nicht linear für steile Strandneigungen. Für Strandneigungen  $1:n < 1:12$  haben sie dagegen einen linearen Verlauf.
- e) Im Gegensatz zu MILLER und ZEIGLER, (1964) deren Untersuchungen gezeigt hatten, daß in der Natur die Entwicklung von bestimmten Brecherformen von mehreren Einflußgrößen abhängig ist, stellte sich hier ein weiteres Mal allein die Strandneigung als entscheidend heraus.  
Auf Neigungen 1:4, 1:6 und 1:9 entwickelten sich nur Sturzbrecher, während auf kleineren Böschungsneigungen nur Schwallbrecher beobachtet wurden.

Die Ergebnisse für die Untersuchungen der horizontalen Wellenasymmetrie sind:

- a) Die Auftragungen der beiden oben definierten Asymmetrien  $H_A$  und  $H'_A$  über dem Verhältnismerte  $d/L$  zeigen einen ähnlichen Verlauf;  $H'_A$  ergibt etwas höhere Werte als  $H_A$ .
- b) Mit dem Fortschreiten der Wellen in flacheres Wasser nimmt allgemein auch die horizontale Wellenasymmetrie zu. Der Maximalwert wird beim Wellenbrechen erreicht.
- c) Für die Verhältnismerte  $d/L = 0,15$  ist der

Zuwachs der Asymmetrie erheblich größer.

- d) Im Gegensatz zur vertikalen Asymmetrie nimmt die horizontale Asymmetrie bei steiler werdender Strandneigung zu.

Hinsichtlich der Wellenhangasymmetrie werden folgende Ergebnisse genannt:

- a) Auf allen Strandneigungen zeigen die Versuchsergebnisse eine gute Übereinstimmung mit der Theorie von BIESEL. Während nach der Theorie die Wellenhangasymmetrie für den Verhältniswert  $d/L = 0,27$  verschwindet, wurde bei Strandneigungen 1:4, 1:6 und 1:9 hierfür versuchsmäßig der Wert  $d/L = 0,26$  ermittelt. Die größte Abweichung von den theoretischen Werten betrug 7 %.
- b) Auf allen Neigungen steigt die Wellenhangasymmetrie in Übereinstimmung mit der horizontalen Wellenasymmetrie und im Gegensatz zur vertikalen Asymmetrie mit zunehmender Strandneigung an.
- c) Auf allen Neigungen nimmt die Wellenhangasymmetrie mit dem Fortschreiten der Welle in flacheres Wasser zu. Die größte Zunahme ist für Verhältniswerte  $d/L < 0,15$  zu verzeichnen, und Maximalwerte werden jeweils beim Brechen der Welle erreicht.

Allen drei Wellenasymmetrien ist gemeinsam, daß mit dem Fortschreiten der Wellen in flacher werdendes Wasser ihre Werte zunehmen. Maximalwerte werden jeweils beim Wellenbre-

chen erreicht.

Die horizontale Wellenasymmetrie und die Wellenhangasymmetrie steigen mit steiler werdenden Neigungen an im Gegensatz zur vertikalen Asymmetrie.

Die Faustregel, daß sich das Wellental im Abstand von  $1/4$  der Wellenhöhe unter dem Ruhewasserspiegel befindet, trifft nicht ganz zu.

Zwischen allen drei Wellenasymmetrien lassen sich Korrelationen aufstellen. Im einzelnen werden Ausdrücke angegeben für die Beziehungen zwischen:

a) den beiden horizontalen Asymmetrien

$$H_A = \frac{1,31}{e^{1/2}} \tanh H'_A \quad \text{und}$$

b) der horizontalen und der vertikalen Asymmetrie

$$H_A = \frac{1,52}{e^{\gamma}} (1,18 - \sinh V_A)$$

#### 4.12 GALVIN (1968)

Die Modelluntersuchungen von GALVIN (1968) dienten nach IVERSEN (1951) und PATRICK und WIEGEL (1955) ein weiteres Mal dem Versuch, die beim Wellenbrechen auftretenden typischen Verformungsvorgänge zu klassifizieren. Hierzu wurden bei 43 verschiedenen Versuchsanordnungen auf insgesamt 3 Neigungen (1:20, 1:10 und 1:5) jeweils 10 aufeinanderfolgende Wellen auf Film aufgenommen und Bild für Bild analysiert. GALVIN fand hierbei an der Grenze zwischen Reflexionsbrecher und Sturzbrecher eine weitere typische Brecherform, die er mit collapsing breaker (partieller Sturzbrecher) bezeichnete.

Da sich insbesondere für diese Brecherform deutlich zeigte, daß für die Entwicklung der typischen Brecherform neben der Wellensteilheit weitere Einflußgrößen eine Rolle spielen, verwendete er im weiteren die dimensionslosen Parameter

$$H_0/L_0\gamma^2 \text{ und } H_b/g\gamma T^2.$$

mit denen eine Abgrenzung der Brecherformen gegeneinander relativ deutlich wurde (vgl. Abschn. 5.3).

#### 4.13 LE MEHAUTE, DIVOKY und LIN (1968)

Die unsichere Verwendung der Wellentheorien bei der Berechnung von Seegangskräften an Offshorekonstruktionen gab den Anstoß zu den Laboruntersuchungen von LE MEHAUTE, DIVOKY und LIN. Dementsprechend bezogen sich ihre Messungen auf das Feld maximaler Orbitalgeschwindigkeiten unmittelbar unterhalb des Wellenkammes.

In Anlehnung an die Untersuchungen von IVERSEN verwendeten sie eine darauf aufbauende weiterentwickelte Versuchstechnik:

- a) Für die Sichtbarmachung der Orbitalbewegungen bestanden die Partikel aus reflektierendem Kunststoff und
- b) bei der fotografischen Aufnahme wurde ein Stroboskop als Beleuchtungsquelle benutzt, so daß bei geöffneter Kamerablende aufeinanderfolgende Teilchenpositionen in bekanntem Zeitabstand auf ein und demselben Negativ festgehalten wurden.

Untersucht wurden 2 Serien nichtbrechender Flachwasserwellen mit Perioden  $1,16 \text{ s} \leq T \leq 3,58 \text{ s}$  und zwar für jeweils eine niedrige Welle ( $H/d \approx 0,42$ ) und eine höhere Welle ( $H/d \approx 0,52$ ).

Für die letzteren fast brechenden Wellen sind die Untersuchungsergebnisse zusammen mit einer Anzahl von theoretischen Geschwindigkeitsfeldern in Abb. 13 wiedergegeben. Es zeigt sich, daß keine von den 12 zum Vergleich verwendeten Wellentheorien uneingeschränkte Gültigkeit besitzt. Bei kürzeren Wellen (Abb. 13A) liefert die AIRY-Theorie für das gesamte Geschwindigkeitsfeld eine recht gute Näherung, ergibt aber mit zunehmender Wellenperiode am Wellenkamm zu geringe Geschwindigkeitsbeträge. Mit der modifizierten AIRY-Theorie nach GODA (1964) kann diese Unstimmigkeit bis zu einem gewissen Grade noch ausgeglichen werden (Abb. 13B); diese bleibt jedoch bei längeren Wellen (Abb. 13C) in der Nähe des Kammes ebenfalls auf der unsicheren Seite. Auch die lineare Theorie langer Wellen (WIEGEL (1964)), die ebenso wie die Einzelwellentheorie von BOUISSINESQ (MUNK (1949)) und die cnoidale Theorie 1. Ordnung (LAITONE (1961)) ein konstantes Geschwindigkeitsfeld aufweist, scheint in Bodennähe recht brauchbar zu sein.

Am Wellenkamm sind die gemessenen Geschwindigkeiten mit zunehmender Wellenperiode am ehesten mit denjenigen nach der Einzelwellentheorie von Mc COWAN (MUNK (1949)) zu vergleichen.

Wird das gesamte Geschwindigkeitsfeld betrachtet, so stellt für alle untersuchten Wellenperioden die cnoidale Theorie von KEULEGAN und PATTERSON (1949) den besten Kompromiß dar, der darin besteht, daß in den meisten Fällen die Geschwindigkeitsbeträge in der Nähe des Wellenkammes zu groß und am Meeresboden zu klein erhalten werden.

Offenbar lohnt es sich nicht, in der Nähe der Brandung Theorien II. und höherer Ordnung anzuwenden:

Mit zunehmender Wellenperiode weichen sowohl die cnoidale Theorie II. Ordnung (LAITONE (1961)) als auch die STOKES-Theorien höherer Ordnung bis zu einem Vielfachen von den Meßdaten ab und bringen in bezug auf die bodennahe Orbitalbewegungen gegenüber den linearen Theorien nur Nachteile.

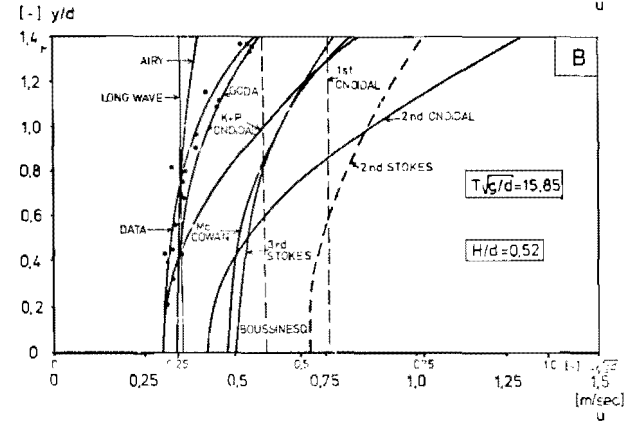
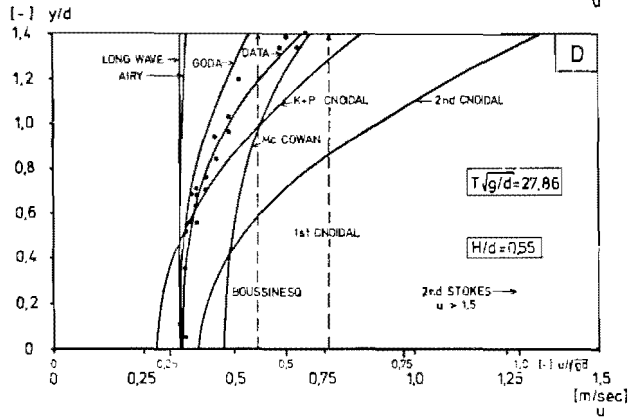
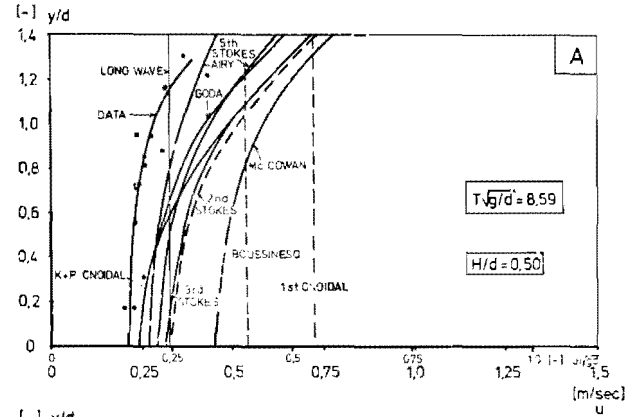
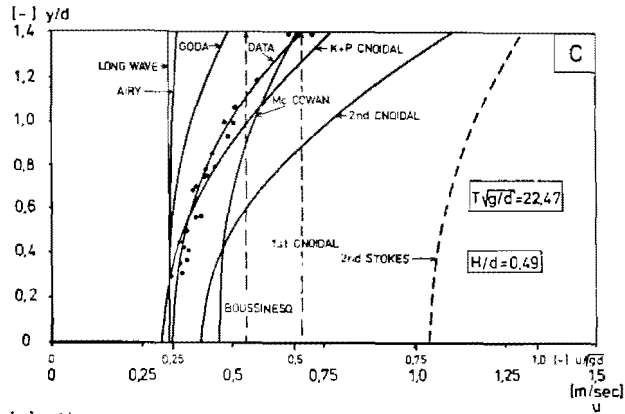


Abb. 13: Theoretische Orbitalgeschwindigkeitsfelder nach LE MEHAUTE, DIVOKY und LIN (1968)

Im Gegensatz dazu weisen die linearen Wellentheorien hinsichtlich der Wellenform die größten Abweichungen zu den Messungen auf. Hier geben die Einzelwellentheorien von BOUSSIÈS und MC COWAN die Profilform am besten wieder, die naturgemäß um einen bestimmten Betrag nach oben verschoben erhalten wird. Diese Unstimmigkeit wird wiederum am ehesten durch die cnoidale Theorie von KEULEGAN und PATTERSON ausgeglichen.

#### 4.14 ADEYMO (1970)

Mit einem auf die Asymmetrie der Orbitalgeschwindigkeiten erweiterten Untersuchungsprogramm setzte ADEYMO (1970) seine Laboruntersuchungen fort. Er benutzte dabei dieselben Versuchseinrichtungen wie für die Messung der Wellenasymmetrie, beschränkte sich jedoch auf die Strandneigungen 1:9 und 1:18, denen Sturz- bzw. Schwallbrecher zuzuordnen waren (vgl. ADEYMO (1968)). Eine weitere Einschränkung des Untersuchungsumfanges bestand in der Begrenzung des dimensionslosen Parameters  $d/L$  auf  $d/L < 0,15$ . Für die Messung der Orbitalgeschwindigkeiten 5 mm über der Sohle setzte er die Wasserstoffblasenmethode (HYDROGEN BUBBLE METHOD) in Verbindung mit einer 16 mm-Filmkamera ein. Das Ziel dieser Versuche bestand darin, Zusammenhänge zwischen der Asymmetrie der Wellenform und der Asymmetrie des Orbitalgeschwindigkeitsverlaufes zu klären. Dazu wurden von ihm zwei Definitionen für die horizontale Geschwindigkeitsasymmetrie gegeben:

- a) Die Betragsasymmetrie als Quotienten aus dem Maximalbetrag der küstenwärtigen dividiert durch den Maximalbetrag der seewärtigen Orbitalgeschwindigkeit

$$H_{AMu} = \frac{\max u_c}{|\max u_t|}$$

- b) die zeitliche Asymmetrie als Quotienten aus



der Dauer küstenwärtiger Geschwindigkeit  
dividiert durch die Dauer seewärtiger Ge-  
schwindigkeit

$$H_{ATu} = \frac{t_c}{t_t}$$

Die Ergebnisse zeigen, daß die horizontalen Geschwindigkei-  
ten bei flacher werdendem Wasser zunehmen, und auf beiden  
Strandneigungen 1:9 und 1:18 tritt die größte Horizontal-  
geschwindigkeit beim Wellenbrechen auf.

Die vom Verhältniswert  $d/L$  abhängigen Geschwindigkeits-  
Zeitfunktionen liegen bei einer Neigung von 1:18 näher bei-  
einander als diejenigen für die Neigung 1:9 ermittelten.

Es hat den Anschein, daß bei der Hälfte der Wellenperiode  
nach Durchgang des Wellenkammes für alle Verhältniswerte  
 $d/L$  auf ein und derselben Strandneigung auch etwa derselbe  
seewärtige Geschwindigkeitsbetrag vorhanden ist.

Die maximale, horizontale, küstenwärtige Geschwindigkeit  
tritt nicht direkt unter dem Wellenkamm auf, sondern mit  
einer Phasenverschiebung von  $0,09 T$  nach Durchgang des Wel-  
lenkammes.

Auf der steileren Neigung 1:9 waren die Horizontalgeschwin-  
digkeiten höher als auf der Neigung 1:18 insbesondere in  
der Nähe des Brechpunktes. Auch die oben definierten Ge-  
schwindigkeitsasymmetrien haben mit dem Fortschreiten der  
Wellen in flacher werdendes Wasser höhere Werte. Die Be-  
tragsasymmetrie erreicht auf der flacheren Neigung etwa um  
25 % höhere Werte als auf der Neigung 1:9. Dazu stellt  
ADEYMO fest, daß wegen der größeren Maximalgeschwindigkei-  
ten auf steilerer Neigung dort größeres Material in Bewegung  
gesetzt werden kann, jedoch ist der Unterschied zwischen  
küstenwärtiger und seewärtiger Geschwindigkeit (Restge-  
schwindigkeit) auf einem flachen Strand größer.

Aus den Auftragungen der zeitlichen Asymmetrie küstenwärtiger und seewärtiger Geschwindigkeiten über  $d/L$  ergibt sich, daß die küstenwärtige Bewegung auf einem flacheren Strand länger dauert als auf einen steileren. Bereits der Vergleich des Profils einer brechenden (asymmetrischen) Welle mit demjenigen (symmetrischen) nach STOKES' Theorie III. Ordnung läßt vermuten, daß auch die zugehörigen Zeitfunktionen für die Horizontalgeschwindigkeiten stark voneinander abweichen. Dementsprechend stellt sich bei ADEYMO heraus, daß nahe der Brecherzone (für  $d/L = 0,0833$ ) die Abweichung erheblich ist (mehr als 100 %); sogar seewärts der Brecherzone (für  $d/L = 0,1135$ ) ist die Maximalgeschwindigkeit immer noch um 75 % höher als die gemessene. Hier tritt dazu die Phasenverschiebung zwischen den beiden Verläufen besonders in Erscheinung.

Zwischen den drei von ADEYMO (1968) definierten Wellenasymmetrien und den beiden Geschwindigkeitsasymmetrien lassen sich Korrelationen herleiten. Hierfür gibt der Autor unter Verwendung der oben genannten Beziehungen zwischen den Wellenasymmetrien folgende alternative Ausdrücke für die Asymmetrie der Geschwindigkeit dem Betrage nach an:

a) Auf der Grundlage der cnoidalen Wellentheorie

$$H_{AMu} = \frac{18,1}{L^2 H} d^3 (K(k) [K(k) - E(k)]) - 0,78 \quad \text{und}$$

b) auf der Grundlage der Theorie von BIESEL (1951)

$$H_{AMu} = 3,4 \left( \frac{8,8}{e^{\gamma}} \tanh \left[ m^2 \left( \frac{H_0}{2} \right)^2 \left( \frac{3 + \left( \frac{md}{\tanh md} \right) - 3 md \tanh md}{D^2 (\sinh md)^2 \tanh md} \right) \right] \right. \\ \left. + 0,271 \right)$$

$$\text{mit } D = 1 + \frac{md}{\sinh md \cosh md}$$

#### 4.15 IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA (1970, 1972, 1973)

Ebenso wie ADEYMO benutzten IWAGAKI und SAKAI (1970) zur Bestimmung des Geschwindigkeitsfeldes unter dem Wellenkamm die Wasserstoffblasenmethode in Verbindung mit einer Filmkamera. Daneben wurden die Zeitfunktionen der Wasserspiegelauslenkung mit Hilfe von Wellenpegeln und der horizontalen Orbitalgeschwindigkeit in der Wassertiefe 0,05 d unter Verwendung von 2 Heiß-Film-Sonden (HOT FILM ANEMOMETER) aufgezeichnet.

Untersucht wurden 2 Serien nichtbrechender Flachwasserwellen mit den Kenngrößen

a) für die Ermittlung der Geschwindigkeitsfelder

$$\begin{aligned} 0,93 \text{ s} &\leq T \leq 1,93 \text{ s} \\ 5,3 &\leq T \cdot \sqrt{g/d} \leq 16,8 \text{ und} \\ 0,239 &\leq H/d \leq 0,345 \text{ und} \end{aligned}$$

b) zur Ermittlung des Orbitalgeschwindigkeitsverlaufes während einer Wellenperiode

$$\begin{aligned} 1,03 \text{ s} &\leq T \leq 3,40 \text{ s} \\ 8,1 &\leq T \cdot \sqrt{g/d} \leq 26,6 \text{ und} \\ 0,229 &\leq H/d \leq 0,448 \end{aligned}$$

Der wesentliche Anteil dieser Untersuchungen besteht in einem Vergleich der gemessenen Daten (Geschwindigkeitsfelder, sohnaher Geschwindigkeitsverlauf und Wasserspiegelauslenkung) mit den theoretischen, für die sie

die lineare Wellentheorie,  
die STOKES Theorie III. Ordnung und  
die HYPERBOLISCHE Wellentheorie (Näherung der  
cnoidalen Theorie)

verwendeten.

In Obereinstimmung mit den Ergebnissen von LE MEHAUTE, DIVOKY und LIN kommen die Autoren zu dem Ergebnis, daß keine der herangezogenen Theorien uneingeschränkte Gültigkeit besitzt.

Werden die Geschwindigkeitsfelder betrachtet, so stehen die Versuchsergebnisse bei kleinstem Parameter  $T \cdot \sqrt{g/d} = 5,2$  zunächst in Obereinstimmung mit der linearen Wellentheorie. Mit der Zunahme des genannten Wertes ( $T \cdot \sqrt{g/d} \leq 7,4$ ) erfolgt eine Annäherung an das nach STOKES Theorie III<sub>2</sub> Ordnung errechnete Geschwindigkeitsfeld und schließlich bei Werten  $T \cdot \sqrt{g/d} \gtrsim 10$  scheint die hyperbolische Wellentheorie gültig zu sein.

Hinsichtlich des Wellenprofils ist erwartungsgemäß eher eine Obereinstimmung mit den beiden nichtlinearen Theorien zu verzeichnen. Im Gegensatz zu den Geschwindigkeitsprofilen ist aber hier eine Unterscheidung zwischen diesen kaum noch möglich.

Der Vergleich der gemessenen und theoretischen Zeitfunktionen der horizontalen Orbitalgeschwindigkeit in Bodennähe steht im wesentlichen in Obereinstimmung mit den Geschwindigkeitsfeldern, wenn auch hier die hyperbolische Wellentheorie erst bei Werten  $T \cdot \sqrt{g/d} > 14$  uneingeschränkt gültig zu sein scheint.

Von Bedeutung ist aber, daß im Gegensatz zu den Untersuchungen von LE MEHAUTE, DIVOKY und LIN nach der linearen Theorie bei zunehmendem Parameter  $T \cdot \sqrt{g/d}$  einmal die maximalen bodennahen Orbitalgeschwindigkeiten zu klein erhalten werden und zum anderen auch der Geschwindigkeitsverlauf erheblich von dem gemessenen und demjenigen der nichtlinearen Theorien abweicht.

Das war der Grund dafür, daß IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA (1973) bei Folgeuntersuchungen auf einer Neigung von 1:20 für den Vergleich der Meßwerte die lineare Theorie nicht mehr verwendet haben. Diese Untersuchungen hatten das Ziel

- ähnlich denjenigen von ADEYMO (1968 und 1970) - sowohl die Änderungen des Wellenprofils als auch der Geschwindigkeitsfelder unter dem Wellenkamm und dem Wellental festzustellen. Dazu wurde wiederum die Wasserstoffblasenmethode und eine Anzahl von elektronischen Wellenpegeln verwendet. Während die Zunahme der Wellenhöhe noch einigermaßen mit den verwendeten Theorien übereinstimmt ( - im Modell ergaben sich etwas geringere Werte - ) zeigen die zugehörigen Wellenprofile mit abnehmender Wassertiefe erhebliche Abweichungen von den Meßwerten (Abb. 14). Für die Verformung des Wellenprofils gehen die Autoren von folgenden Verhältniswerten aus:

- a) Entsprechend der vertikalen Wellenasymmetrie nach ADEYMO (1968)

$$v_A = \frac{\tilde{H}}{H} = \frac{n_o}{H} \text{ und}$$

- b) entsprechend der Definition des Symmetriefaktors  $\alpha$  nach FOHRBÖTER (1972) für die horizontale Wellenasymmetrie

$$\alpha = \frac{\Delta L}{L} \approx \frac{t_c}{T}$$

Aus den Auftragungen der genannten Werte über dem Verhältniswert  $d/L_o$  mit der Wellensteilheit als Kurvenparameter ergibt sich wie bei ADEYMO, daß mit abnehmender Wassertiefe sowohl die vertikale als auch die horizontale Wellenasymmetrie zunimmt. Dasselbe gilt für zunehmende Wellensteilheit  $H_o/L_o$  bei gleichem Verhältnis  $d/L_o$ .

Hinsichtlich der vertikalen Verteilung der horizontalen Orbitalgeschwindigkeiten ergibt sich in Abb. 15 aus den dimensionslosen Darstellungen, die jeweils den Wellenprofilen der Abb. 14 zuzuordnen sind, daß die Geschwindigkeitsbeträge sowohl unter dem Wellenkamm als auch unter dem Wellental bei abnehmender Wassertiefe zunehmen.

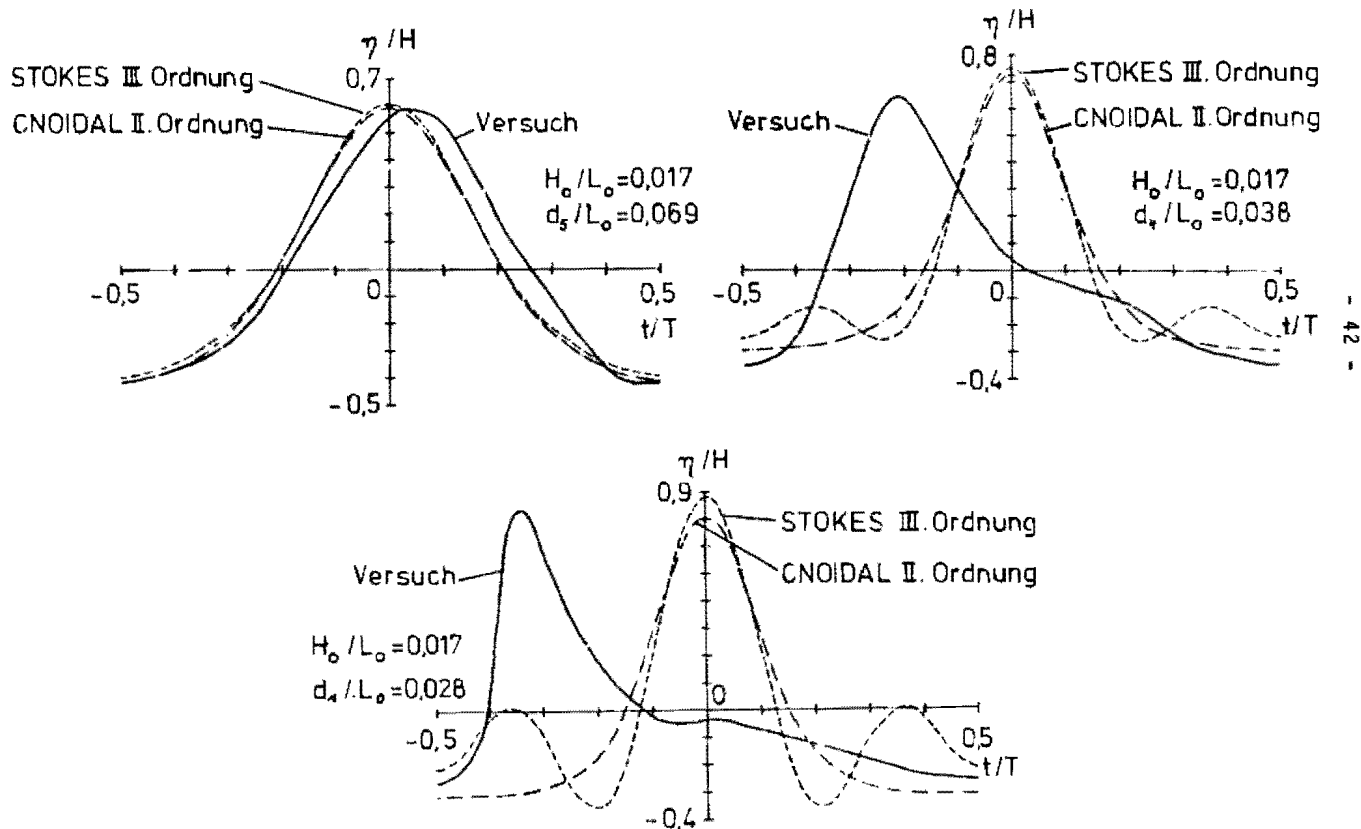
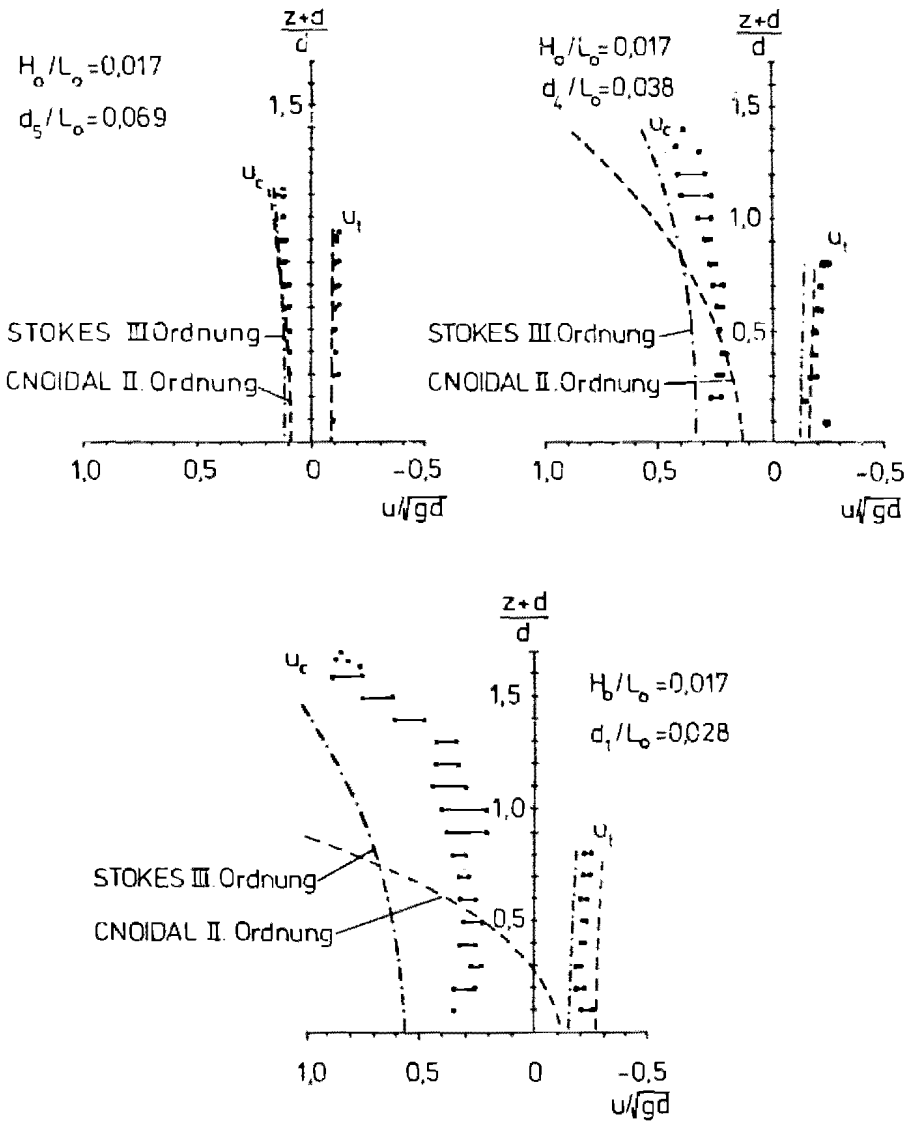


Abb. 14: Wellenprofilverformung bei abnehmender Wassertiefe (nach IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA (1973))



**Abb. 15:** Gemessene und theoretische Verformung von Geschwindigkeitsfeldern bei abnehmender Wassertiefe (nach IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA (1973))

Bei dem Vergleich der gemessenen Geschwindigkeitsfelder mit den errechneten stellt sich heraus, daß die Gestalt des Geschwindigkeitsfeldes nach STOKES Theorie III. Ordnung den Meßwerten sehr nahe kommt. Allerdings liefert die Theorie für abnehmende Wassertiefen zugunsten der küstenwärtigen Bewegung asymmetrische Geschwindigkeitsfelder; dementsprechend sind die Geschwindigkeitsbeträge unter dem Wellenkamm zu groß und unter dem Wellental zu klein.

Die cnoidale Wellentheorie II. Ordnung steht offenbar mit abnehmender Wassertiefe zunehmend im Widerspruch zu den Meßwerten. Sie liefert am Wellenkamm wesentlich zu hohe und an der Sohle zu niedrige Werte. Hinsichtlich der Geschwindigkeitsasymmetrie beziehen sich die Autoren im Gegensatz zu ADEYMO auf die gemittelten Geschwindigkeitsfelder und untersuchen u.a. den Verhältniswert

$$\frac{u_c}{|u_t|}$$

in Abhängigkeit von  $d/L_0$ . Hierfür, sowie für die mittlere küstenwärtige Geschwindigkeit und die Steilheit des Geschwindigkeitsprofils ergeben sich stets mit abnehmender Wassertiefe größere Werte. Dasselbe ist bei konstant gehaltenem Verhältnis  $d/L_0$  der Fall, wenn die Wellensteilheit  $H_0/L_0$  zunimmt.



## 5. KURZE ÜBERSICHT ÜBER DERZEITIGE KENNTNISSE UND SCHWERPUNKTE DER BRANDUNGSFORSCHUNG

### 5.1 EINLEITUNG

Infolge der Refraktion verringert sich die Fortschritts-  
geschwindigkeit  $c$  von Wellen, wenn diese in Gebiete abnehmen-  
der Wassertiefe einlaufen. Bei konstanter Wellenperiode  $T$   
resultiert daraus eine ständige Abnahme der Wellenlänge.  
Die Steilheit  $H/L$  der Wellen wächst und hinzu tritt eine  
zweidimensionale Wellenverformung, bis schließlich der  
Brechvorgang einsetzt.

Für die Beurteilung von Brandungsvorgängen stehen als Orien-  
tierungsgrößen die aus den Wellentheorien hergeleiteten Kri-  
terien für das Wellenbrechen zur Verfügung:

- A. Nach STOKES werden sowohl periodische Wellen als auch  
Einzelwellen instabil, wenn bei anwachsender Wellen-  
höhe der Tangentenwinkel am Wellenkamm

$$\alpha = 120^\circ$$

wird.

Für Tiefwasserwellen ( $d > \frac{L}{2}$ ) hat MICHELL die zugehörige  
Grenzsteilheit zu

$$\left(\frac{H}{L}\right)_{\max} = 0,142 \approx 1/7$$

ermittelt.

- B. Bei Einzelwellen ist das Verhältnis Wellenhöhe zu Wasser-  
tiefe  $H_b/d_b$  für den Brechvorgang über ebener Sohle ent-  
scheidend. Hierfür hat beispielsweise GALVIN (1972) die  
von 9 Verfassern errechneten Maximalwerte in einer Ober-  
sicht zusammengestellt (Tab. 2)

Tabelle 2

Theoretische Verhältnswerte  $\max(H_b/d_b)$  für das Brechen von Einzelwellen

$(H_b/d_b = H_b/Z_t, \text{vgl. Abschnitt 5.4})$

1	2
Verfasser	$\max(H_b/d_b)$
Bouissinesq 1871	0,73
Mc Cowan 1891	0,75
Mc Cowan 1894	0,78
Gwyther 1900	0,83
Davies 1952	0,83
Packham 1952	1,03
Chappelear 1959	0,87
Laitone 1960	0,73
Lenau 1966	0,83
Mittelwert	0,82

C. RANKINE (1860) hat theoretisch nachgewiesen, daß die Orbitalgeschwindigkeit zum Zeitpunkt des Wellenbrechens gerade mit der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit übereinstimmt.

Unter anderem waren die genannten Grenzbedingungen oft unmittelbar Gegenstand der Untersuchungen, deren Ergebnisse im einzelnen oben wiedergegeben sind. Im folgenden werden die Resultate jeweils ähnlicher Untersuchungen unter bestimmten Gesichtspunkten zusammengefaßt bzw. unter Berücksichtigung des neuesten Schrifttums miteinander verglichen.

## 5.2 WELLENASYMMETRIEN

Die lineare Wellentheorie ist zur Beschreibung der Wasseroberfläche weniger geeignet als alle anderen Theorien, da in der Natur das Profil von Oberflächenwellen im allgemeinen nicht mit der regelmäßigen Sinusform übereinstimmt.

Tiefwasserwellen weisen, bezogen auf den Ruhewasserspiegel, eine vertikale Asymmetrie auf. Während bei der Trochoidaltheorie diese Asymmetrie nur darin besteht, daß am Wellenkamm eine stärkere Krümmung als im Wellental vorhanden ist, tritt beispielsweise bei STOKES' Wellen mit steigender Ordnungszahl dazu die Ungleichheit der Entfernungen des Wellenkammes und des Wellentales vom Ruhewasserspiegel stärker hervor. Nimmt die Wassertiefe ab, wird das Wellenprofil zweidimensional verformt.

Hierfür hat BIESEL (1951) die Wellenhangasymmetrie definiert.

$$s = \frac{1}{2}(s_1 + s_2)$$

ADEYMO (1968) gibt weitere Ausdrücke für die geometrische Verformung

die vertikale Wellenasymmetrie

$$V_A = \tilde{H}/H$$

(entsprechend einem Vorschlag von WIEGEL UND PATRICK (1956))

die horizontalen Wellenasymmetrien

$$H_A = \frac{\Delta l}{T - \Delta t} \quad \text{und}$$

$$H'_A = \frac{\Delta L}{L - \Delta L}$$

FOHRBÜTER (1972) definiert für die horizontale Wellenasymmetrie den Symmetriefaktor

$$\alpha = \frac{\Delta L}{L}$$

IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA (1973) verwenden bei der Auswertung ihrer Untersuchungen für die vertikale und horizontale Wellenasymmetrie die Ausdrücke von ADEYMO.

Die genannten Definitionen sind in der folgenden Übersicht zusammengestellt (Abb. 16).

Die erwähnten Untersuchungen zeigen an, daß

- a) mit abnehmender Wassertiefe allgemein die geometrische Asymmetrie zunimmt ( $V_A$  und  $S$  wachsen an, während  $H_A$ ,  $H'_A$  und  $\alpha$  abnehmen) und
- b) mit steilerer Strandneigung 1:n die horizontale Wellenasymmetrie und die Wellenhangasymmetrie auf Kosten der vertikalen Asymmetrie zunehmen. (alle Verhältniswerte werden kleiner)

Eine vergleichende Übersicht der Modelluntersuchungsergebnisse von ADEYMO (1968) sowie von IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA (1973) mit denjenigen aus Naturuntersuchungen (FOHRBÜTER 1974) ist, soweit es sich um die horizontale Wellenasymmetrie handelt, mit der dimensionslosen Darstellung Abb. 17 vorgenommen worden.

Es handelt sich um die Auftragung des Symmetriefaktors  $\alpha$  über dem Verhältniswert  $H_{Z,1/3}/d$ . Dabei wurde von der nachstehenden Beziehung zwischen den von den einzelnen Verfassern verwendeten Größen Gebrauch gemacht

$$\alpha = \frac{\Delta L}{L} = \frac{H'_A}{1+H'_A} \approx \frac{t_c}{T}$$

Es zeigt sich, daß sowohl in der Natur als auch im Modell bei großen Werten  $H_{Z,1/3}/d$  die horizontale Asymmetrie stär-



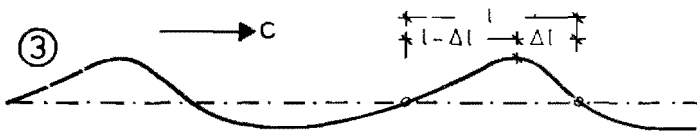
VERTIKALE WELLENASYMMETRIE

$$V_A = \frac{\tilde{H}}{H}$$



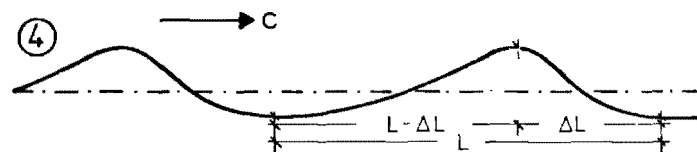
WELLENHANG-ASYMMETRIE

$$S = \frac{1}{2}(s_2 - s_1)$$



HORIZONTALE WELLENASYMMETRIE

$$H_A = \frac{\Delta l}{l - \Delta l}$$



HORIZONTALE WELLENASYMMETRIE

$$H'_A = \frac{\Delta L}{L - \Delta L} = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$$

$$\alpha = \frac{\Delta L}{L} = \frac{H'_A}{1 + H'_A} \quad (\text{FÜHRBÖTER 1971})$$

Abb. 16: Zur Definition von Wellenasymmetrien

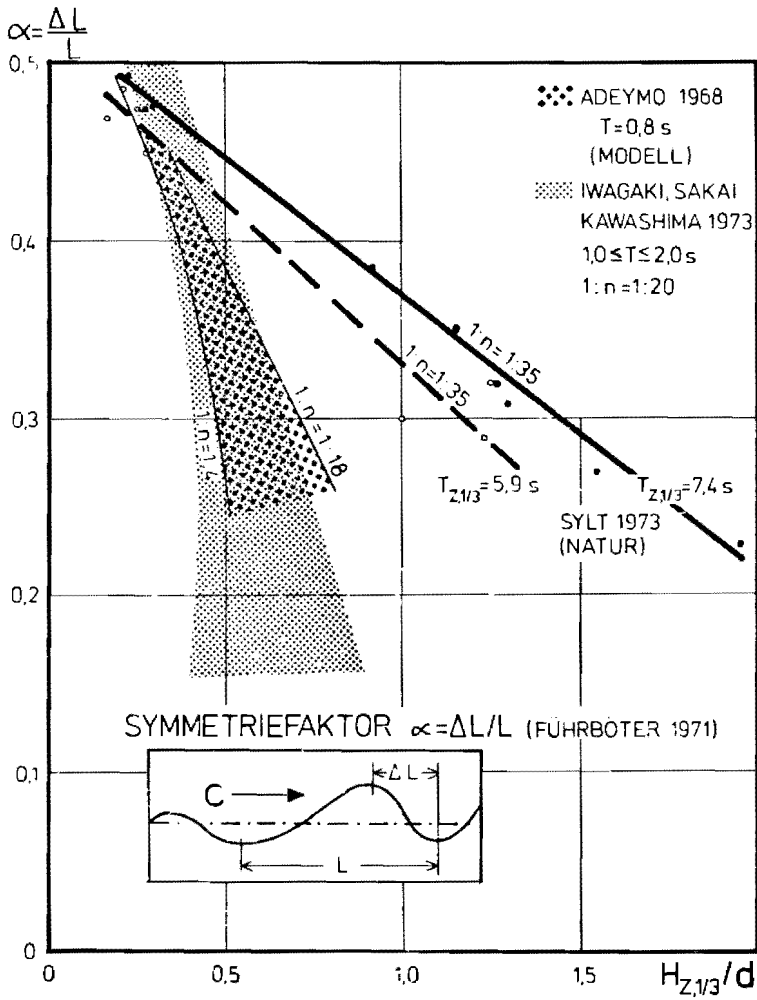


Abb. 17: Abhängigkeit des Symmetriefaktors  $\alpha$  vom Verhältniswert  $H_{Z,1/3}/d$

ker ausgeprägt ist (kleiner  $\alpha$ -Wert), wenngleich im Modell derselbe Grad an Asymmetrie bei kleinerem  $H_{Z,1/3}/d$  erzielt wird.

Für die vertikale Asymmetrie zum Zeitpunkt des Wellenbrechens  $V_A = \tilde{H}/H_b$  sind die von 4 Autoren erhaltenen Mittelwerte in Tabelle 3 zusammengestellt.

Tabelle 3

Vertikale Wellenasymmetrie  $V_A = \tilde{H}/H_b$  zum Zeitpunkt des Wellenbrechens

1	2	3
Verfasser	Strandneigung	$V_A = H/H_b$
WIEGEL und BEEBE (1956)	1:10	0,78
ADEYMO (1968)	1:4	0,62
	1:6	0,71
	1:9	0,73
	1:12	0,77
	1:15	0,73
	1:18	0,74
IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA (1973)	1:20	0,74
WEY (1920)		0,73
Mittelwert		0,73

### 5.3 BRECHERKLASSIFIKATION

Für die visuelle Beurteilung des Brandungsgeschehens werden die von GALVIN (1968) gegebenen Definitionen bestimmter Brecherformen heute allgemein verwendet.

Es werden unterschieden:

- |                            |                      |
|----------------------------|----------------------|
| 1. Schwallbrecher          | (spilling breaker)   |
| 2. Sturzbrecher            | (plunging breaker)   |
| 3. Partieller Sturzbrecher | (collapsing breaker) |
| 4. Reflexionsbrecher       | (surging breaker)    |

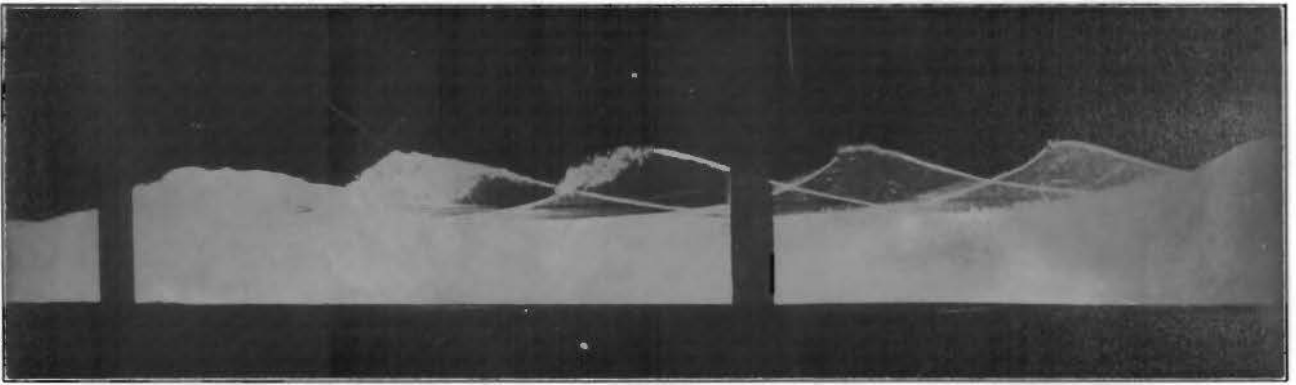
Hierbei handelt es sich um besonders markante Formen; im Gegensatz dazu ist in der Natur ein stetiger Übergang von der einen Form zur anderen zu beobachten.

Bei Schwallbrechern wird zunächst die Oberflächenspannung am relativ symmetrischen Wellenkamm überwunden; es bilden sich Blasen, die sich zusammen mit dem aus der Welle austretenden Wasser auf der Vorderfront der Welle hinabbewegen. Auf einer Strecke, die der mehrfachen Wellenlänge entspricht, wird die Wellenenergie in Turbulenz und schließlich in Wärme umgesetzt (vgl. Abb. 18a).

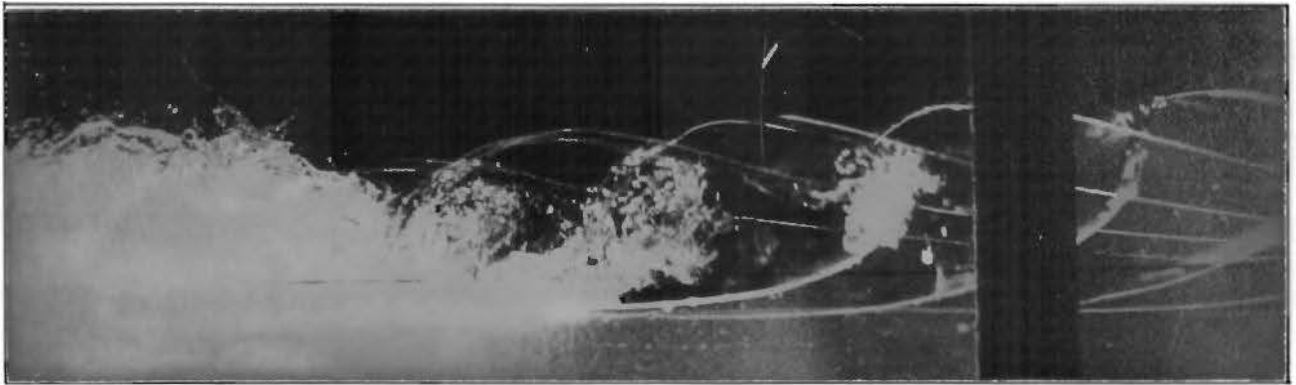
Der Sturzbrecher ist dadurch gekennzeichnet, daß mit zunehmender Aufsteilung auch zunehmende Asymmetrie auftritt, bis schließlich der küstenwärtige Hang der Welle senkrecht steht. Erst dann tritt Wasser aus dem Kamm aus und bewegt sich - der Fallparabel folgend - über den Vorderhang hinweg in das davorliegende Wellental hinein. Einerseits gelangt das auftreffende Wasser zusammen mit eingeschlagener Luft bis auf den Boden, zum anderen wird es entsprechend der dort vorhandenen Orbitalgeschwindigkeitsrichtung in einer Walze wieder zum Wellenkamm transportiert. Beide Mechanismen verursachen eine intensive Luftdurchmischung, so daß die Energie auf einer Strecke, die einem Bruchteil der Wellenlänge entspricht, umgewandelt wird (vgl. Abb. 18b).

Beim partiellen Sturzbrecher wird nur der Unterteil des

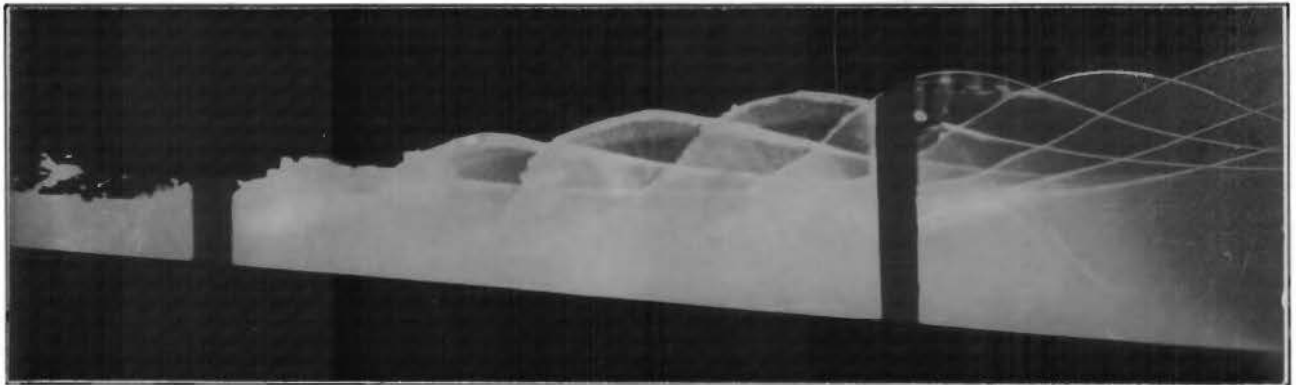




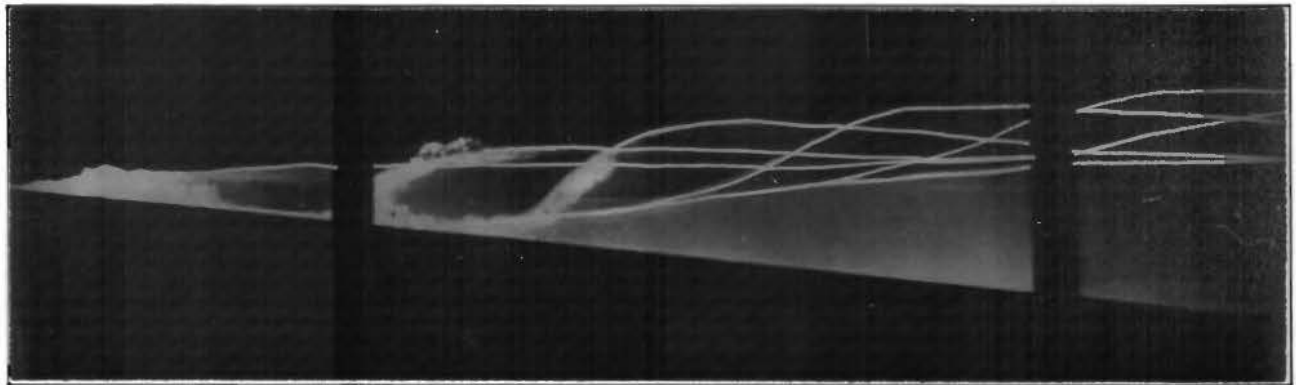
**Abb. 18a:** Schwallbrecher (Spilling Breaker; KJELDEN 1968)



**Abb. 18b:** Sturzbrecher (Plunging Breaker; KJELDEN 1968)



**Abb. 18c:** Partieller Sturzbrecher (Collapsing Breaker, KJELDEN 1968)



**Abb. 18d:** Reflexionsbrecher (Surging Breaker; KJELDEN 1968)

küstenwärtigen Hanges senkrecht. Der Punkt, an dem zuerst Wasser aus der Welle austritt, befindet sich küstenwärts und um einiges tiefer als der Wellenkamm (vgl. Abb. 18c).

Beim Reflexionsbrecher ist der Wasseraustritt und die Blasenbildung minimal und ein regelrechter Brechvorgang eigentlich kaum zu verfolgen. Deswegen ist die Bezeichnung als Brecher unglücklich; vielmehr liegt hier ein Bewegungsvorgang vor, der eher mit dem bei einer stehenden Welle (Clapotis) zu vergleichen ist (Abb. 18 d).

Wegen der Vermutung, daß mit der unterschiedlichen Kinematik des Brechvorganges auch unterschiedliche hydraulische Bedingungen verbunden sind, ist mit einer Reihe von Modelluntersuchungen versucht worden, die Einflußparameter zu finden, die für die Entwicklung der oben genannten typischen Brecherformen verantwortlich sind. HAYAMI, ISHIHARA und IWAGAKI (1953), IPPEN und KULIN (1954) und MILLER und ZEIGLER (1964) haben bestimmten Brecherformen charakteristische Geschwindigkeitsfelder zugeordnet, im Gegensatz zu IVERSEN (1951), der grundsätzliche Unterschiede bei der Wasserteilchenkinematik nicht feststellen konnte.

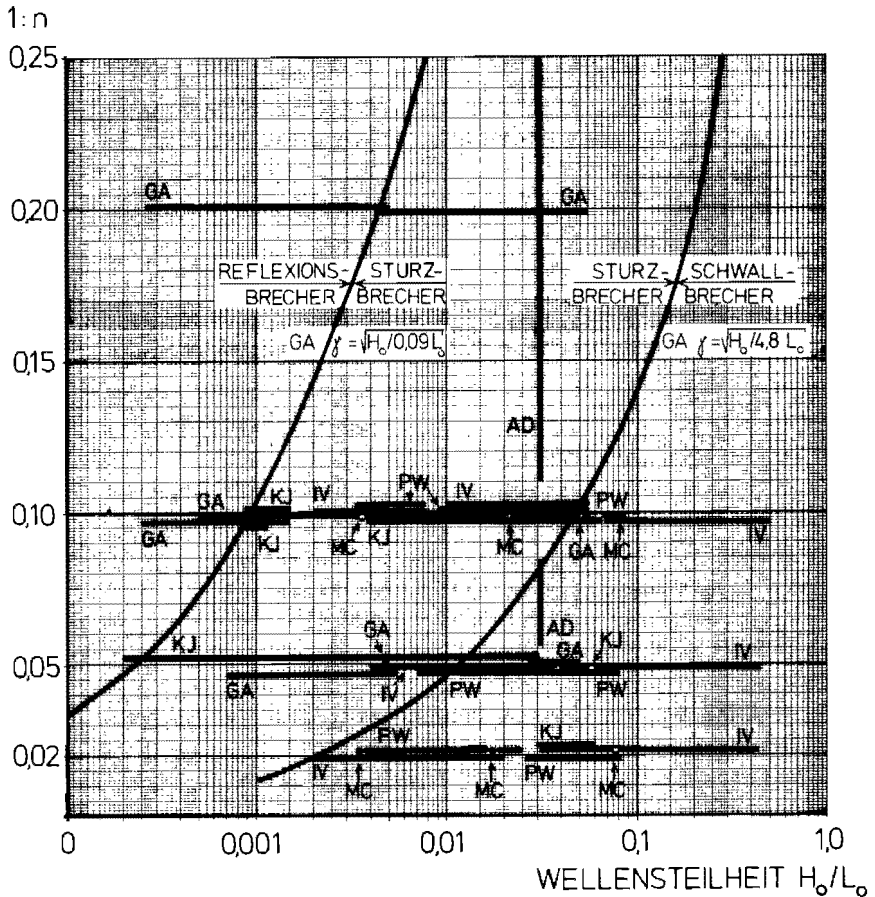
Die Ergebnisse von 6 Verfassern sind in Abb. 19 in Abhängigkeit von der Tiefwasserwellensteilheit und der Strandneigung gegenübergestellt.

Hieraus ist zu entnehmen, daß selbst bei gleichartigen Modelluntersuchungen eine uneingeschränkte Übereinstimmung nicht erzielt wird. Durch 5 Untersuchungen wird lediglich der bereits von IVERSEN erkannte Trend bestätigt, daß sich auf bestimmter Strandneigung mit zunehmender Tiefwasserwellensteilheit der Wechsel vom Reflexionsbrecher über Sturzbrecher zum Schwallbrecher vollzieht.

Der von GALVIN (1968) unter Einbeziehung der Strandneigung angegebene Parameter

$$B_o = H_o / L_o \cdot \gamma^2$$

beschreibt diesen Sachverhalt.



Bezeichnung Verfasser

IV	IVERSEN (1951, 1952)
MC	MORISON u. CROOKE (1953)
PW	PATRICK u. WIEGEL (1954, 1955)
AD	ADEYMO (1966)
GA	GALVIN (1968)
KJ	KJELSEN (1968)

—•—•—	Reflexions- und partielle Sturzbrecher (Surging and Collapsing Breakers)
—•—	Sturzbrecher (Plunging Breakers)
—○—	Schwallbrecher (Spilling Breakers)

**Abb. 19:** Brecherformen in Abhängigkeit von der Strandneigung 1:n und der Wellensteilheit  $H_0/L_0$

Mit den für diesen Parameter angegebenen Übergangswerten

Reflexionsbrecher-Sturzbrecher-Schwallbrecher		
$B_o$	0,09	4,8

konnten GALVINs Ergebnissen zugehörige Grenzkurven errechnet werden, die in Abb. 19 ebenfalls enthalten sind.

Vermutlich ist der bei den Untersuchungen von MORISON und CROOKE ermittelte gegensätzliche Trend auf Definitionsschwierigkeiten zurückzuführen.

Werden Brandungsprozesse in der Natur untersucht, so ist eine Einordnung entsprechend den genannten typischen Brecherformen im allgemeinen noch weit schwieriger.

GALVIN (1968) verwendet deshalb einen Parameter

$$B_b = \frac{H_b}{(gYT^2)},$$

mit dem die tatsächliche Wellengeometrie zum Zeitpunkt des Brechens eher erfaßt wird.

Dieser Parameter, der auf der Brechersteilheit ( $H_b/L_b$ ) beruht, führt mit den Übergangswerten

Reflexionsbrecher - Sturzbrecher - Schwallbrecher		
$B_b$	0,003	0,068

zu einer Abgrenzung, bei der der partielle Sturzbrecher eher zwischen Reflexionsbrecher und Sturzbrecher eingeordnet wird; wohingegen bei der Verwendung der Tiefwasserwellensteilheit als Parameter eine Unterscheidung zwischen Reflexions- und partiellem Sturzbrecher nicht möglich war.

In Anbetracht der Tatsache, daß die rein qualitative Unterscheidung wegen der aufgetretenen Definitionsschwierigkeiten

für die Vergleichbarkeit von Untersuchungsergebnissen keine Vorteile gebracht hat, macht FOHRBÜTER (1974) einen Vorschlag für eine quantitative Unterscheidung unter Verwendung einer Brecherkennzahl

$$\beta = \frac{L_H}{L_b}.$$

Darin bedeuten

$L_b$  = die Wellenlänge am Brechpunkt (aus der Fortschrittsgeschwindigkeit der Einzelwelle bestimmt) und

$L_H$  = die "Halbwertlänge" nach Abb. 20

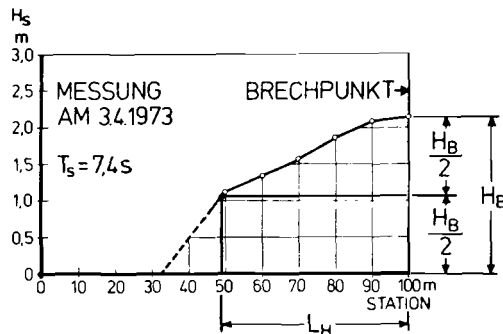


Abb. 20: Zur Definition der Halbwertlänge  $L_H$  (n.FOHRBÜTER)

als Entfernung zwischen dem Brechpunkt und dem Punkt, an dem die Wellenhöhe nur noch gleich der halben Brecherhöhe  $H_b$  ist. Mit Sturzbrecher an der oberen und unteren Begrenzung wäre eine Zuordnung wie folgt denkbar:

	$\beta$
Sturzbrecher	$< 1$
Mischformen	$1 \leq \beta \leq 3$
Schwallbrecher	$> 3$

#### 5.4 BRECHERHÖHE, WASSERTIEFE und BRANDUNGSSTAU

Da im allgemeinen die Wellenlänge  $L_b$  zum Zeitpunkt des Wellenbrechens nur unsicher bestimmt werden kann, wurde im untersuchten Schrifttum anstelle der Grenzsteilheit  $H_b/L_b$  der Verhältnisswert  $H_b/d_b$ , der nach der Einzelwellentheorie über das Brechen entscheidet, wiederholt überprüft. Die Tabelle 4 enthält die von den einzelnen Verfassern gefundenen Mittelwerte (Spalte 3) zusammen mit der Angabe der jeweiligen Strandneigung (Spalte 4).

Wegen der Erscheinung des Brandungsstaus sind die Werte der Tabelle 4, Spalte 3, mit den theoretischen Grenzbedingungen (für Einzelwellen) der Tabelle 3 nicht ohne weiteres zu vergleichen.

Nach LONGUET-HIGGINS und STEWART (1964) wird als Brandungsstau  $\Delta Z$  eine Wasserspiegelhebung im Brandungsgebiet verstanden. Diese ist definiert als die Differenz zwischen der "Mittleren Wassertiefe während der Beobachtungsdauer" (Mean record water depth) im Brandungsgebiet und der auf den Ruhewasserspiegel (bei Abwesenheit von Wellen) bezogenen Wassertiefe (still water depth).

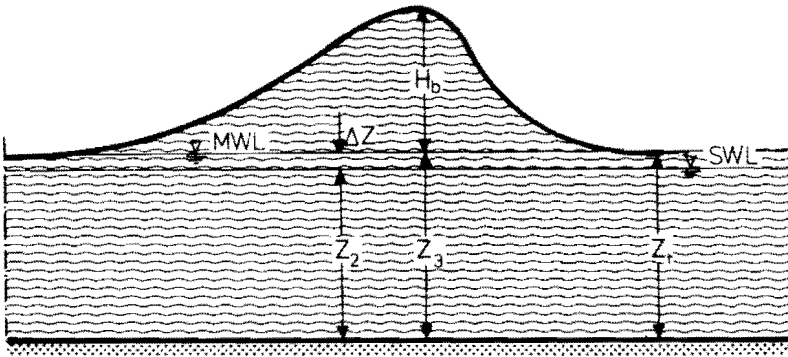
In Abb. 21 wurden für die Bezeichnung der betreffenden Bezugsgrößen von Einzelwellen und periodischen Wellen die entsprechenden Symbole nach PIANC (Permanent International Association of Navigation Congresses) verwendet. Demnach sind

- $Z_t$  = Wassertiefe unter dem Wellental  
(trough depth)
- $Z_1$  = mittlere Wassertiefe über die Dauer  
mindestens eines Jahres (mean water  
depth; nicht eingezeichnet)
- $Z_2$  = Ruhewassertiefe, wenn keine Wellen  
vorhanden (still water depth)
- $Z_3$  = mittlere Wassertiefe während der  
Beobachtungsdauer (mean record water  
depth)
- $\Delta Z = Z_3 - Z_2$  = Brandungsstau (wave set up)

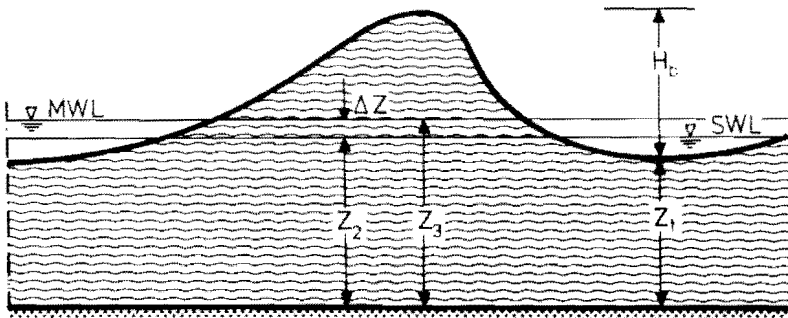
Tabelle 4

Experimentell ermittelte Verhältnisswerte  $\max(H_b/d_b)$  für  
das Wellenbrechen

1	2	3	4	5
Nr.	Verfasser/Untersuchung	$H_b/d_b$	Strandneigung 1:n	$H_b/Z_t$
1	ZENKOWICH und BUDANOW (1948) Natur	0,94	1:5	1,04
2	BIESEL (1951) Theorie	$>1,0$	1:10	
3a	IVERSEN (1951) Modell	1,035	1:10	1,15
3b		0,840	1:20	0,92
3c		0,760	1:30	0,82
3d		0,828	1,50	0,89
4	HAMADA (1951) Modell	0,89	1:10	0,98
5a	LARRAS (1952) Modell	0,862	1:11	0,94
5b		0,746	1:50	0,81
5c		0,684	1:100	0,73
6a	MORRISON und CROOKE (1953) Modell	1,00	1:10	1,11
6b		0,843	1,50	0,92
7	IPPEN und KULIN (1954) Modell; Schwingungswellen	1,12	1:15	1,26
8a	IPPEN und KULIN (1954) Modell; Einzelwellen	2,29	1:16	1,26
8b		1,88	1:20	0,91
8c		1,20	1:44	0,77
9	WIEGEL (1958) Modell	1,03	1:10	1,15
10	IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA (1973) Modell	0,76	1:20	0,82
11	Mittelwerte	1,04		0,97



EINZELWELLE (SOLITARY WAVE)



PERIODISCHE WELLE (OSCILLATORY WAVE)

**Abb. 21:** Zur Definition des Ruhewasserspiegels bei periodischen Wellen und Einzelwellen



Der Brandungsstau wurde theoretisch und experimentell verschiedenlich behandelt (FOHRBÜTER (1974)). SIEFERT (1974) gibt in einer Zusammenstellung die Werte der Tab. 5

Tabelle 5

Brandungsstau  $\Delta Z$

1	2
Verfasser	$\Delta Z$
DORRESTEIN	$0,1 H_0$
HWANG und DIVOKI	$0,2 H_b$ (für $1:n = 1:30$ )
LONGUET-HIGGINS und STEWART	$0,15 \Delta \alpha$
MUNK	$1,4 (H_b/T)^2$
SAVILLE	$0,1 H_0$ bis $0,2 H_0$

$H_0$  = Ausgangswellenhöhe im Tiefwasser

$H_b$  = Brecherhöhe

$\Delta \alpha$  = Tiefenänderung in der Brandungszone

Hinzuzufügen ist noch der Wert von

$$\text{GALVIN (1969) } \Delta Z = 0,08 H_b$$

Aufgrund der Untersuchungen vor SYLT kommt FOHRBÜTER (1974) aber zu dem Ergebnis, daß mindestens der Höchstwert der obigen Zusammenstellung

$$\Delta Z = 0,2 H_b \text{ (HWANG und DIVOKY 1971)}$$

als Brandungsschau angesetzt werden muß.

Im folgenden wird auf die Definitionsschwierigkeiten, auf die GALVIN (1969) und FOHRBÖTER (1974) bezüglich der für den Verhältniswert  $H_b/d_b$  zu verwendenden Wassertiefe  $d_b$  zum Zeitpunkt des Wellenbrechens hingewiesen haben, näher eingegangen.

Hierzu werden unter Bezug auf Abb. 21 die Ergebnisse der Einzelwellenuntersuchungen (Nr. 8a, Tab. 4) denjenigen der Schwingungswellenuntersuchungen (Nr. 7, Tab. 4), die beide von IPPEN und KULIN (1954) auf etwa gleicher Strandneigung erhalten wurden, gegenübergestellt.

#### 5.4.1 BEZUGSGRÖÖE $H_b/d_b$ BEI EINZELWELLEN

Es kann davon ausgegangen werden, daß bei der Bildung des Verhältniswertes  $H_b/d_b$  für  $d_b$  die Ruhewassertiefe  $Z_2 < Z_t$  (Abb. 21) verwendet wurde und die Wellenhöhe  $H_b$  außer der Erhebung über dem Wasserspiegel auch den Brandungsschau  $\Delta Z$  enthält. Entsprechend der Einzelwellentheorie ist aber der Brandungsschau als ein Teil der Wassertiefe zu betrachten. Es ist  $Z_t = Z_3 = Z_2 + \Delta Z$  (vgl. Abb. 21 oben). Demnach ergibt sich unter Berücksichtigung des Brandungsschaues die korrigierte Grenzbedingung

$$\frac{H_b}{d_b} = \frac{H_b}{Z_t} = \frac{H_b - \Delta Z}{Z_3} = \frac{H_b - \Delta Z}{Z_2 + \Delta Z}$$

mit  $\Delta Z = 0,2 H_b$  (HWANG und DIVOKY) wird daraus:

$$\frac{H_b}{d_b} = 0,8 \frac{(H_b/Z_2)}{1 + 0,2 (H_b/Z_2)}$$

und für  $H_b/Z_2 = 2,29$  (Tab. 4, Nr. 8a) ergibt sich

$$\frac{H_b}{d_b} = 1,26 < 2,29$$

=====

#### 5.4.2 BEZUGSGRÖÖE $H_b/d_b$ BEI PERIODISCHEN WELLEN

Für die Bildung des Verhältnswertes  $H_b/d_b$  wurde unter Vernachlässigung des Brandungsstaues die Wassertiefe  $Z_2 > Z_t$  verwendet. Im Vergleich mit der Grenzbedingung der Einzelwellentheorie werden demnach hierfür zu geringe Werte erhalten. Die vertikale Wellenasymmetrie nach ADEYMD (1968) lautet mit den Bezeichnungen nach PIANC

$$V_A = \frac{\tilde{H}}{H_b} = \frac{H_b + Z_t - Z_3}{H_b}$$

Mit  $Z_3 = Z_2 + \Delta Z$

wird daraus

$$V_A = \frac{H_b + Z_t - Z_2 - \Delta Z}{H_b}$$

Die Auflösung nach  $H_b/Z_t$  liefert die korrigierte Grenzbedingung

$$\boxed{\frac{H_b}{d_b} = \frac{H_b}{Z_t} = \frac{1}{V_A + (Z_2 + \Delta Z)/H_b - 1}}$$

und für:

$$H_b/Z_2 = 1,12 \text{ (Tab. 4, Nr. 7)}$$

$$\Delta Z = 0,2 H_b \text{ (HWANG und DIVOKY) und}$$

$$V_A = 0,73 \text{ (ADEYMD (1968) für } \gamma = 1:15, \text{ vgl. Tab. 3)}$$

ergibt sich

$$\frac{H_b}{d_b} = 1,22 > 1,12$$

=====

Offenbar ergeben sich bei der Berücksichtigung des Brandungsstaues für ähnliche Untersuchungen mit Einzelwellen und periodischen Wellen auch annähernd gleiche Verhältnismerte  $H_b/d_b$ , wenn nur die Wassertiefe streng nach der Definition für Einzelwellen verwendet wird.

$$\frac{H_b}{Z_t} = \frac{H_b}{d_b} = 1,26 \approx 1,22$$

Werden die oben abgeleiteten Beziehungen für Einzelwellen und Schwingungswellen auf alle Werte  $H_b/d_b$  der Spalte 3 in Tabelle 4 angewendet, so werden bei Berücksichtigung des Brandungsstaues mit

$$\Delta Z = 0,2 H_b$$

und einer vertikalen Asymmetrie von Schwingungswellen zum Zeitpunkt des Wellenbrechens im Mittel

$$V_{A_b} = 0,70$$

die korrigierten Verhältnismerte  $H_b/d_b$  der Spalte 5, Tab. 4 erhalten.

Bei Vergleich dieser Werte mit der theoretischen Grenzbedingung für das Wellenbrechen über einer ebenen Sohle stellt sich heraus, daß die hierfür bei den Untersuchungen erhaltenen Werte im Mittel um etwa 18 % höher liegen

	Theorie	Experiment
Mittelwert $H_b/d_b$	0,82	0,97

Ebenfalls ein Wert von

$$H_b/d_b \approx 1$$

wird von FÖHRBÜTER (1974) für Strandneigungen zwischen  $1:n = 1:50$  und  $1:n = 1:30$  angegeben. Unter Einbeziehung der Untersuchungen von SIEFERT (1974), und STREET und CAMFIELD (1966), SYLVESTER (1974) und den eigenen Untersuchungen vor SYLT bemerkt er dazu, daß dieser Verhältniswert bei steilen Wellen (kurzer Periode) kleiner und bei flachen Dünungswellen (lange Periode) größer werden kann. Im Maximum wurde 1973 vor SYLT in der Brandungszone ein Wert

$$H_s/d \approx 1,9$$

erhalten.

## 5.5 WASSERTEILCHENKINEMATIK

Bezüglich der Messungen von Orbitalgeschwindigkeiten sind die Ergebnisse der oben unter Punkt 4 im einzelnen behandelten Untersuchungen in Tabelle 6 zusammengestellt. Entsprechend den dort angegebenen Untersuchungsgegenständen wird im folgenden eine gesonderte Auswertung vorgenommen.

### 5.5.1 MAXIMALE WASSERTEILCHENGESCHWINDIGKEIT $\max u_c$ UND WELLENFORTSCHRITTSGESCHWINDIGKEIT $c_b$ ZUM ZEITPUNKT DES WELLENBRECHENS

Die Ermittlung der Wasserteilchengeschwindigkeit am Brecherkamm hat sich von seiten der Meßtechnik als problematisch herausgestellt.

Das Brecherkriterium von RANKINE, nach dem die Orbitalgeschwindigkeit am Wellenkamm gerade gleich der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit ist, konnte deswegen experimentell noch nicht eindeutig nachgewiesen werden.

IPPEN und KULIN (1954) teilen unter ausdrücklichem Hinweis auf Meßschwierigkeiten für  $\max u_c$  etwa um 15 % geringere Werte als für die gemessene Wellenfortschrittsgeschwindig-

Tabelle 6

## UNTERSUCHUNGEN ÜBER ORBITALGESCHWINDIGKEITEN

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Nr.	Verfasser	Strandneigung	$H/Z_t$	$\frac{\max u_c}{ \max u_t }$	$\frac{\max u_c}{C_D}$	$\frac{\max u_c}{\sqrt{g \cdot Z_2}}$	POSITION $\max u_c$	verwendete Theorien	Bemerkungen
1	ZENKOWICH und BUDANOW (1948)	1:5	1,04	2,2					
2	IVERSEN (1951)	1:10 1:20 1:50		27,7 4,8 27,0		1,15 1,03 1,01			(5): $u_t =$ backwash velocity
3	MAMADA (1951)	1:10	0,98	1,31					
4	HAYAMI, ISHINARA und IWAGAKI (1953)						am Kamm und küstenwärts vom Kamm		
5	LARRAS (1953)				> 1		am Kamm		
6	MORRISON und LROOKE (1953)	1:10 1:50	1,11 0,92	1,0 1,67	0,79 0,61	0,97 0,75	Kaumbereich	AIRY Theorie STOKES II. Ordn.	(6): maximal: 1,0 (5): maximal: 2,0
7	IPPEN und KULIN (1954)	1:16 1:44			0,84 0,85	1,09 0,92	küstenwärts vom Kamm		
8	INMAN und NASU (1956)	1:35	0,49	1,25				AIRY Theorie Einzelwellenthe.	
9	MILLER und ZEIGLER (1964)						vom Kamm bis unter Ruhe- wasserspiegel	STOKES III. Ord. CNOIDAL-Theorie	
10	LE MEHAUTE, DIVOKY und LIN (1968)							12 THEORIEN (vgl. Abschn. 4.13)	
11	ADEYMO (1970)	1:9 1:18	0,76	1,53 1,77			0,09 T seewärts vom Kamm	CNOIDAL-THEORIE BIESSEL STOKES III. Ord.	(8) an der Sohle gemessen
12	IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA (1973)	1:20	0,82	2,09		0,44		HYPERBOLISCHE THEORIE AIRY THEORIE STOKES III. Ord.	(7): Mittelwert (5): Mittelwert

keit mit. Nach den Messungen von MORISON und CROOKE (1959) kann eine Welle aber bereits brechen, wenn  $\max u_c$  nur etwa 60 % der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit beträgt. Demgegenüber standen jedoch auch Messungen, bei denen maximal die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit erreicht wurde. Bei den Untersuchungen von LARRAS (1953) lagen sogar die maximalen Wasserteilchengeschwindigkeiten immer höher als die gemessenen Wellenfortschrittsgeschwindigkeiten. Diese Unstimmigkeiten, die wegen der unsicheren Annahme der Wassertiefe  $d_b$  bei brechenden Wellen (vgl. Abschnitt 5.4) auch durch die Verwendung der theoretischen Fortschrittsgeschwindigkeit nicht beseitigt werden konnten, haben dazu geführt, daß viele Verfasser einfach von der Gültigkeit des Brecherkriteriums von RANKINE ausgegangen sind. Beispielsweise verwenden MILLER und ZEIGLER (1964) für die Darstellung der Geschwindigkeitsfelder von Brechern (vgl. Abbildungen 7 bis 12) die Beziehung:

$$\frac{u}{c_b} = \frac{u}{\max u_c}$$

#### 5.5.2 MAXIMALE WASSERTEILCHENGESCHWINDIGKEIT IM GESCHWINDIGKEITSFELD

Auch bei der Lokalisierung des Maximalbetrages der Orbitalgeschwindigkeit haben zunächst meßtechnische Schwierigkeiten eine Rolle gespielt.

Während LARRAS (1953) und MORISON und CROOKE (1953)  $\max u_c$  in einem engen Bereich am Wellenkamm ermittelten, stimmten die Ergebnisse der Naturmessungen von HAYAMI, ISHIHARA und IWAGAKI (1953) damit nur überein, soweit es sich um Sturzbrecher handelte. Bei Schwallbrechern wurde  $\max u_c$  küstenwärts vom Kamm lokalisiert. Zum gleichen Ergebnis kamen IPPEN und KULIN (1954). MILLER und ZEIGLER (1964) stellten dagegen fest, daß sich ein relativ großes Gebiet hoher Geschwindigkeit vom Wellenkamm bis unter den Ruhewasserspiegel erstreckt. Desweiteren machen ihre Darstellungen der Iso-

tachen (vgl. Abbildungen 7 bis 12) deutlich, daß die zu verschiedenen Höhenlagen gehörige maximale Wasserteilchengeschwindigkeit relativ zur Kammposition anders sein kann. Dementsprechend ermittelte ADEYMO (1970) für das Auftreten der  $\max u_c$  bezogen auf eine sohlnahe Höhenlage eine Phasenverschiebung von  $0,09 T$  nach Durchgang des Wellenkammes.

### 5.5.3 ORBITALGESCHWINDIGKEITSASYMMETRIEN

Die oben wiedergegebenen unterschiedlichen Ergebnisse für die Lage der maximal gemessenen Geschwindigkeitsvektoren der Wasserteilchen bezüglich der Wellenkammposition geben zu der Vermutung Anlaß, daß eine grundsätzliche Orbitalgeschwindigkeitsasymmetrie bei Brechern derart besteht, daß am Kamm die maximale Wasserteilchengeschwindigkeit küstenwärts von diesem auftritt, während in Bodennähe das Umgekehrte der Fall ist.

Hierzu sind Untersuchungen bisher nicht in Erwägung gezogen worden.

Andererseits aber sind von einer Reihe von Verfassern die maximalen in Bodennähe gemessenen küstenwärtigen und seewärtigen horizontalen Orbitalgeschwindigkeiten gegenübergestellt worden.

Werden die in Spalte 5 der Tabelle 6 enthaltenen Verhältnisse  $\max u_c / \max u_t$  gleich bewertet und nach der Strandneigung geordnet, so ist zunächst eine Beziehung hierzu nur schwer herzustellen. Die mit modernster Meßtechnik durchgeführten Grundsatzuntersuchen von ADEYMO (1970) unterstützen aber zusammen mit den neuesten Messungen von IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA (1973) den bereits von MORISON und CROOKE (1953) festgestellten Trend, daß die "Betragsasymmetrie" (ADEYMO (1970))

$$H_{AMu} = \frac{\max u_c}{|\max u_t|}$$

auf flacher Neigung größer wird.



Im Gegensatz dazu ist mit abnehmender Wassertiefe auf einem steilen Strand die Zunahme bei den absoluten Geschwindigkeitsbeträgen  $|u_c|$  und  $|u_t|$  größer. Das bedeutet, daß an steileren Stränden größeres (gröberes) Material in Bewegung gesetzt werden kann, während an flacheren Stränden ein größerer Unterschied zwischen küstenwärtigen und seewärtigen Geschwindigkeitsbeträgen während Zeitabschnitten, die dazu in umgekehrtem Verhältnis stehen (zeitliche Geschwindigkeitsasymmetrie), vorhanden ist. Nach den übereinstimmenden Beobachtungen von INMAN und NASU (1956) und ADEYMO (1970) ist insbesondere die horizontale Wellenverformung - ausgedrückt durch die horizontale Wellenasymmetrie oder durch die Wellenhangasymmetrie - bei Annäherung an den Strand mit einer ausgeprägten Geschwindigkeitsbetragsasymmetrie verbunden. Demnach sind die auftretenden Maximalbeträge seewärtiger und küstenwärtiger Orbitalgeschwindigkeiten eher abhängig vom Maß der Wasserspiegeländerung als von der tatsächlich erreichten Wellenhöhe.

#### 5.5.4 VERWENDBARKEIT VON WELLENTHEORIEN FÜR DIE BESTIMMUNG VON ORBITALGESCHWINDIGKEITEN

Für den Vergleich der gemessenen Orbitalgeschwindigkeiten mit den theoretischen wurden verschiedene Wege beschritten:

- A. Das gesamte Orbitalgeschwindigkeitsfeld unter dem Wellenkamm wurde direkt verschiedenen theoretischen Geschwindigkeitsprofilen gegenübergestellt (MORISON und CROOKE (1953), MILLER und ZEIGLER (1964), LE MEHAUTE, DIVOKY und LIN (1968), IWAGAKI und SAKAI (1970), IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA (1973)).
- B. Die maximalen Orbitalgeschwindigkeiten in Bodennähe unter Wellenkamm und Wellental wurden mit den entsprechenden theoretischen verglichen (INMAN und NASU (1956), IWAGAKI und SAKAI (1970)), und

C. die aus bodennahen Meßwerten erhaltenen Betragsasymmetrien wurden entsprechenden theoretischen gegenübergestellt (ADEYMO (1970)).

Generell ist festzustellen, daß keine der zum Vergleich mit den Meßwerten herangezogenen Wellentheorien über das gesamte Geschwindigkeitsfeld und alle Kombinationen der Parameter  $d/T^2$  und  $H/T^2$  uneingeschränkte Gültigkeit besitzt.

Im folgenden wird deswegen eine Beurteilung - entsprechend der unterschiedlichen Bedeutung für die Sandbewegung und für Bauwerke in Küstennähe - für verschiedene Wassertiefenbereiche vorgenommen.

#### 5.5.4.1 GESAMTES GESCHWINDIGKEITSFELD (zwischen Wasseroberfläche und Meeresboden)

Hierfür können nur die oben unter A. aufgeführten Arbeiten herangezogen werden.

Für nichtbrechende Wellen sind die Gültigkeitsbereiche der einzelnen Theorien in Tabelle 7 angegeben. Demnach stehen die Ergebnisse von MORISON und CROOKE (1953) etwa in Übereinstimmung mit den Angaben von REID (1959) (vgl. Abb. 1) und WOOD (1969) (vgl. Abb. 3), während diejenigen von LE MEHAUTE, DIVOKY und LIN (1968) etwa durch die Ergebnisse von DEAN (1968) unterstützt werden. Die von MILLER und ZEIGLER (1964) angegebenen Gültigkeitsbereiche entsprechen etwa denen von WOOD (1969), die der Abb. 3 zu entnehmen sind.

Für brechende Wellen liegen Geschwindigkeitsprofile, die mit einer Wellentheorie übereinstimmen, nicht vor. Lediglich halten MILLER und ZEIGLER (1964) insbesondere für den "SYMMETRISCHEN BRECHER" die Anwendung der cnoidalen Theorie (MASCH und WIEGEL (1961)) für geboten (vgl. Abb. 8 und 10).

Die Arbeit von IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA (1973) ergibt für einen Brecher mit den Kenngrößen  $d/T^2 = 0,044$  und  $H_b/T^2 = 0,028$

Tabelle 7

Verwendbarkeit von Wellentheorien für die Bestimmung von Orbitalgeschwindigkeitsfeldern

1	2	3	4	5	6	
Verfasser	Untersuchter Bereich	Verwendbare Wellentheorie und Gültigkeitsbereich	$d/T^2$	$H/T^2$	$d/L$	$\sqrt{T \cdot g/d}$
MORISON und CROOKE (1956)	$0,012 \leq d/T^2 \leq 0,842$ $0,005 \leq H/T^2 \leq 0,145$	STOKES I. und II. Ordnung	$\geq 0,3$	$\geq 0,08$	$\geq 0,2$	$\leq 6$
IWAGAKI und SAKAI (1970)	$0,035 \leq d/T^2 \leq 0,353$ $0,010 \leq H/T^2 \leq 0,105$	HYPERBOLISCHE (cnoidale) Wellentheorie	$\leq 0,1$	$\leq 0,025$		$\geq 10$
Le MEHAUTE, OIVOKY und LIN (1968)	$0,013 \leq d/T^2 \leq 0,133$ $0,006 \leq H/T^2 \leq 0,066$	LINEARE THEORIE VON AIRY oder GODA EINZELWELLEN-THEORIE (MC COWAN) (CNOIDALE THEORIE) (KEULEGAN und PATTERSON)	$\geq 0,04$ $\leq 0,02$	$\geq 0,015$ $\leq 0,010$		$\leq 16$ $\geq 22$
MILLER und ZEIGLER (1964)		STOKES II. und höherer Ordng. CNOIDALE THEORIE (KEULEGAN und PATTERSON) Einzelwellentheorie			$\geq 0,1$ $0,02 \leq d/L$ $d/L \leq 0,1$  $0,02$	

ein Orbitalgeschwindigkeitsfeld, das der Gestalt nach mit demjenigen nach der Theorie von STOKES v. Ordnung verglichen werden kann; die Einzelwerte werden aber bis zu 100 % zu groß erhalten (vgl. Abb. 15).

#### 5.5.4.2 ORBITALGESCHWINDIGKEITEN NAHE DER WASSEROBERFLÄCHE

Hierfür stehen ebenfalls nur die unter A. angegebenen Arbeiten zur Verfügung. Die gefundenen Bereiche für anwendbare Theorien sind ähnlich denjenigen für das gesamte Geschwindigkeitsfeld, und können der Tabelle 8 entnommen werden.

#### 5.5.4.3 ORBITALGESCHWINDIGKEITEN IN BODENNAHE

Alle unter A., B. und C. genannten Arbeiten können hierfür verwendet werden. Für nichtbrechende Wellen liefert nach INMAN und NASU (1956) die Einzelwellentheorie (MC COWAN, MUNK (1949)) für Verhältniswerte  $H/d > 0,2$  eine gute Näherung, insbesondere wenn es sich um einfache Wellenformen mit Perioden  $T > 6$  s handelt. Im Gegensatz dazu ist nach den Arbeiten von MORISON und CROOKE (1953), LE MEHAUTE, DIVOKY und LIN (1968) und IWAGAKI (1970) aber die lineare Theorie - soweit es sich um nichtbrechende Wellen handelt - allen anderen Theorien überlegen. Wegen der Vorteile, die sich aus der einfachen Verwendung der linearen Theorie ergeben, ist die Übereinstimmung dieser Theorie mit den Meßwerten der einzelnen Autoren in Abhängigkeit von den Parametern  $H/d$  und  $T\sqrt{g/d}$  näher untersucht worden. Insbesondere ergibt sich aus Abb. 22, daß die Meßwerte von INMAN und NASU (1956) für  $5 \leq T \cdot \sqrt{g/d} \leq 25$  und  $H/d \leq 0,5$  auch mit der Theorie 1. Ordnung weitgehend übereinstimmen.

Tabelle 8

Verwendbarkeit von Wellentheorien für die Bestimmung von Orbitalgeschwindigkeiten  
Nahe der Wasseroberfläche

1	2	3	4		5
Verfasser	Untersuchter Bereich	Verwendbare Wellentheorie und Gültigkeitsbereich	$d/T^2$	$H/T^2$	$T/\sqrt{g/d}$
MORISON und CROOKE (1953)	$0,012 \leq d/T^2 \leq 0,842$ $0,005 \leq H/T^2 \leq 0,145$	AIRY THEORIE	$\geq 0,1$	$\geq 0,035$	$\leq 10$
IWAGAKI, SAKAI (1970)	$0,035 \leq d/T^2 \leq 0,353$ $0,010 \leq H/T^2 \leq 0,105$	STOKES III.O. HYPERBOLISCHE THEORIE	$\geq 0,14$ $\geq 0,14$	$\geq 0,04$ $\geq 0,04$	$\leq 8$ $\leq 8$
LE MEHAUTE, DIVOKI und LIN (1968)	$0,093 \leq d/T^2 \leq 0,133$ $0,006 \leq H/T^2 \leq 0,066$	LINEARE THEORIE von AIRY oder GODA  EINZELWELLEN-THEORIE (MC COWAN) CNOIDALE THEORIE (KEULEGAN und PATTERSON)	$\geq 0,04$  $\leq 0,02$	$\geq 0,015$  $\leq 0,010$	$\leq 16$  $\geq 22$

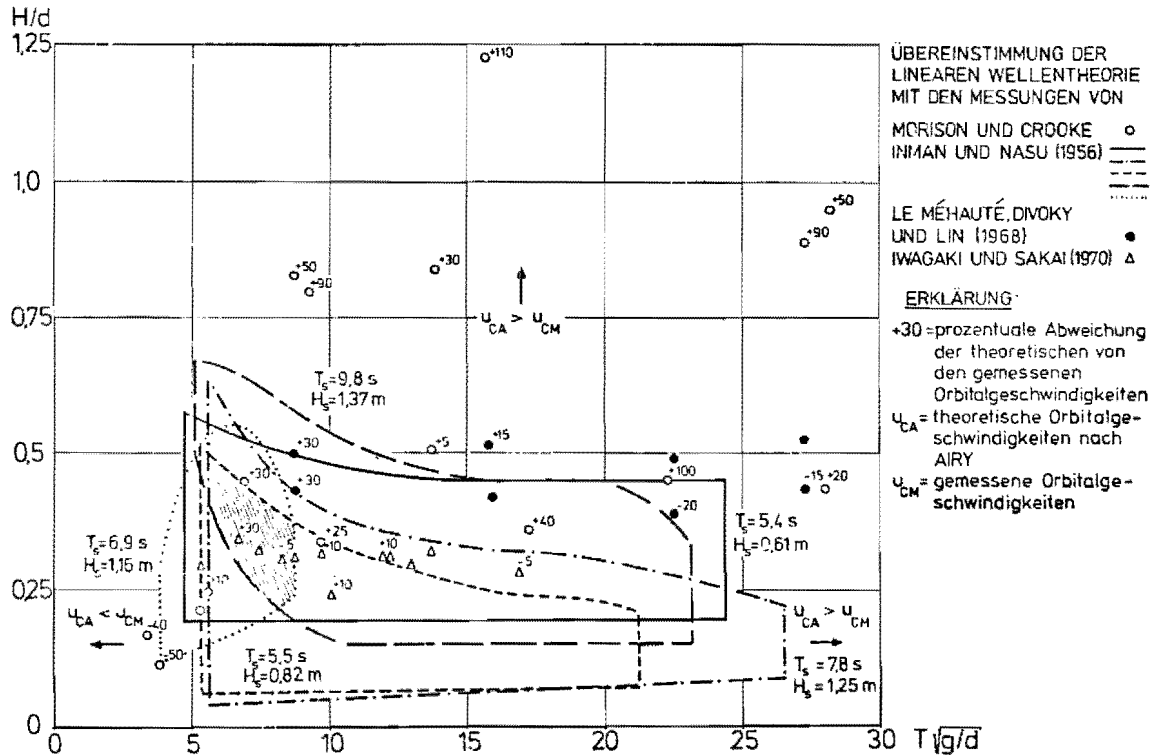


Abb. 22: Verwendbarkeit der linearen Wellentheorie für die Bestimmung der maximalen, horizontalen Orbitalgeschwindigkeiten in Bodennähe (unter dem Wellenkamm und dem Wellental)

Erheblich größere Geschwindigkeitsbeträge liefert die Theorie im wesentlichen nur für brechende Wellen mit  $H/d > 0,75$  (MORISON und CROOKE (1953)).

Im Bereich der brechenden Wellen scheint hinsichtlich der bodennahen Orbitalgeschwindigkeiten die cnoidale Theorie (MASCH und WIEGEL (1961)) eher anwendbar zu sein. Einen Anhalt dafür bietet einmal wiederum der "symmetrische Brecher" nach MILLER und ZEIGLER (1964) und andererseits die Betragsasymmetrie der Orbitalgeschwindigkeiten nach ADEYMO (1970), wenn diese nach der genannten Theorie am Brechpunkt auch etwa 20 % zu groß erhalten wird.

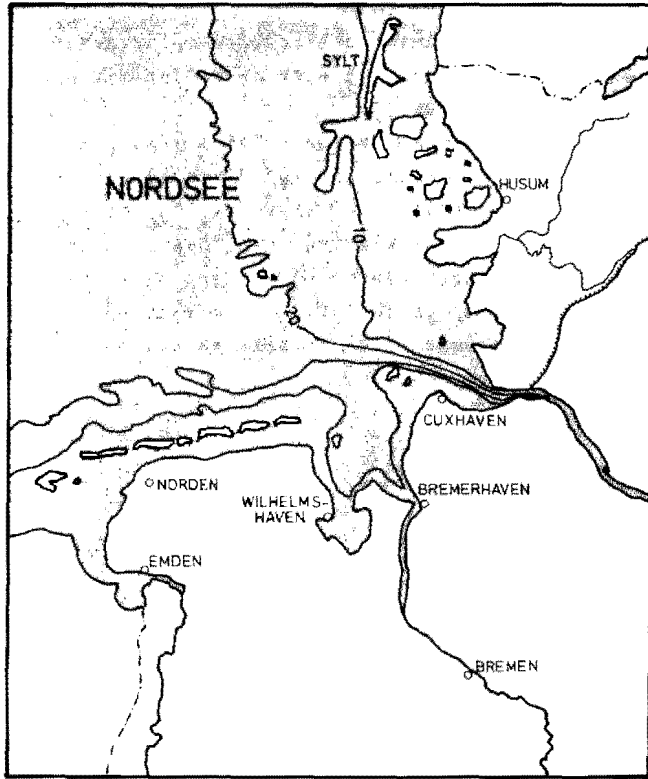
## 6. EIGENE UNTERSUCHUNGEN

### 6.1 LAGE DES UNTERSUCHUNGSGEBIETES

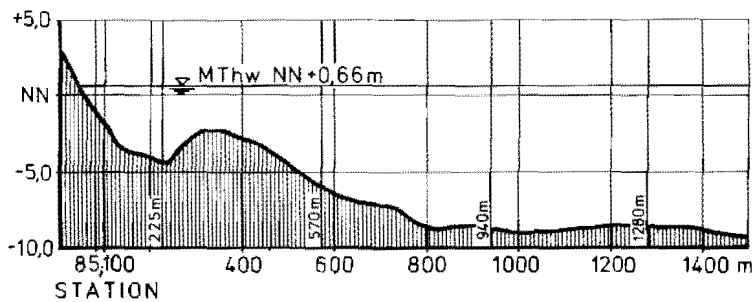
Wie in der Einleitung bereits erwähnt, wurden die Messungen, die im wesentlichen die Grundlage für die eigenen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit bilden, an der Westküste der Nordseeinsel SYLT durchgeführt.

Es ist leicht aus der Übersichtszeichnung Abb. 23 zu ersehen, daß unter allen deutschen Nordseeinseln SYLT für die Untersuchung von Brandungsprozessen bei extremen Wetterlagen am ehesten geeignet ist, da sich hier die 10 m-Tiefenlinie in relativ geringem Abstand von der Küste befindet. Zudem sind für Wellenanlaufrichtungen aus Südwest bis Nordwest lange Streichlängen vorhanden, so daß hier fast das ganze Jahr über - insbesondere aber in den Wintermonaten - mit Seegang gerechnet werden konnte.

Die Messungen wurden in einem etwa küstennormalen Meßprofil (Abb. 24), das vom AMT FOR LAND- UND WASSERWIRTSCHAFT HUSUM in den besonders angegebenen Positionen mit Echolotwellenpegeln ausgerüstet war, auf dem nassen Strand vorgenommen.



**Abb. 23:** Die deutsche Bucht



**Abb. 24:** Meßprofil des AMTES FOR LAND- UND WASSERWIRTSCHAFT

HUSUM



## 6.2 MESSPROGRAMM UND DATENMATERIAL

Aus dem umfangreichen Meßmaterial, das in dem bezeichneten Meßprofil seit 1971 gewonnen wurde, befaßt sich diese Arbeit fast ausschließlich mit der Analyse der Sturmflut vom 13./14.12.1973, während deren Ablauf für die Aufzeichnungen von Orbitalgeschwindigkeiten und Wasserspiegelauslenkungen neben analogen Schreibgeräten auch ein Analog-Magnetbandgerät zur Verfügung stand.

Von einigen anderen Messungen teilt FOHRBÖTER (1972 und 1974) Zwischenergebnisse mit und DETTE (1974) berichtet über Brandungsströmungen im Bereich hoher REYNOLDS-Zahlen.

Als Bezugsgrößen für die eigenen Messungen enthält Abb. 25 für die genannte Sturmflut die am Pegel LIST/SYLT aufgenommene Tidekurve zusammen mit den Winddaten (Richtung, Geschwindigkeit und Böigkeit) der Wetterstation WESTERLAND/SYLT. Unter der Tidekurve sind die Zeitabschnitte kenntlich gemacht worden, in denen Aufzeichnungen erhalten wurden.

Demnach haben in der Zeit vom 13.12.1973 ab 12.00 Uhr bis zum 14.12.1973 gegen 4.00 Uhr drei Meßgeräte (ein Strömungsmesser und zwei Wellenpegel) einwandfrei gearbeitet. In der Zeit von 4.00 Uhr bis etwa 7.30 Uhr waren die Messungen wegen eines Stromausfalles unterbrochen. Im Anschluß daran wurde das Programm fortgesetzt, bis die Meßgeräte wegen fehlender Wasserüberdeckung um etwa 20.00 Uhr abgeschaltet werden mußten.

Bei der Analyse der Signale der beiden Wellenpegel hat sich herausgestellt, daß diese gegen Ende des Meßzeitraumes fehlerhaft gearbeitet haben. Zur Verdeutlichung zeigt Abb. 26 als Beispiel die aus der Aufzeichnung der Druckmeßzelle an Pos. 100 m erhaltenen, ab etwa 12.00 Uhr am 14.12.1973, fehlerhaften Wasserstände. Außerdem enthält die Darstellung die Zeiten, zu denen mit den beiden verwendeten Analysemethoden (vgl. Abschn. 7.1 und 7.2.2) Signalanalysen vorgenommen wurden.

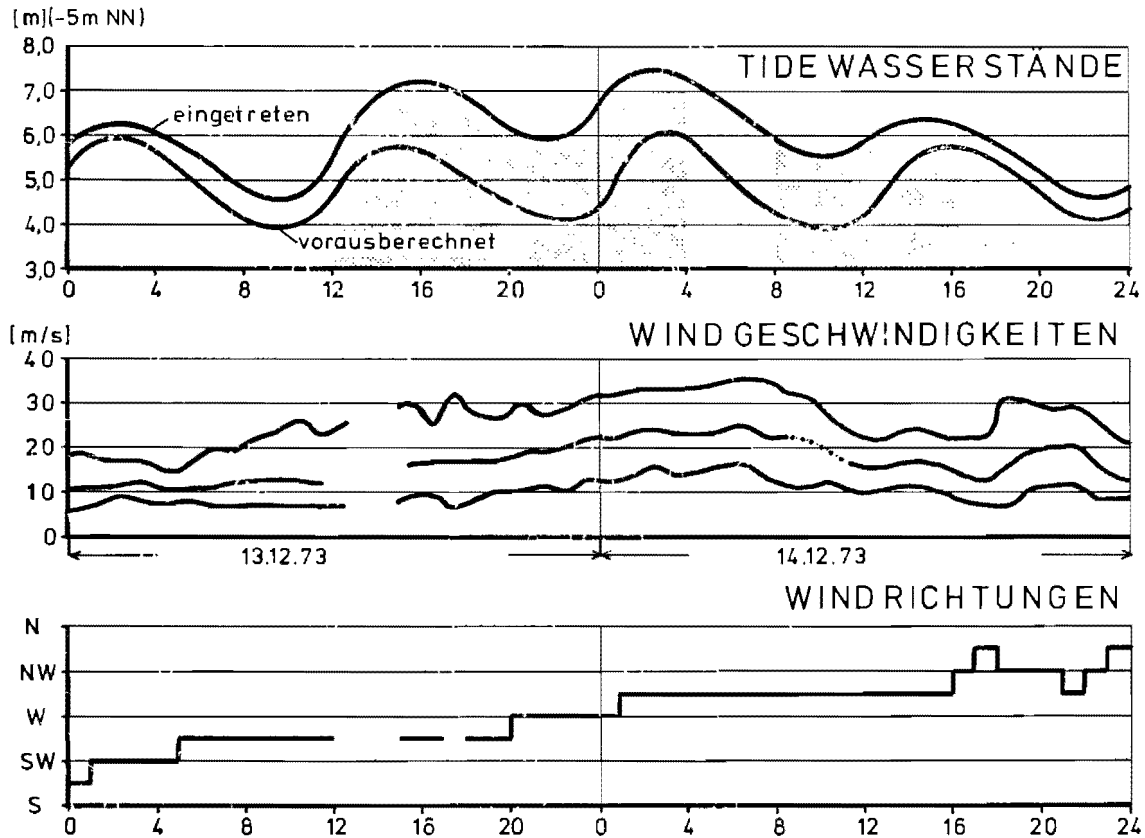


Abb. 25: Sturmflut vom 13./14. Dezember 1973

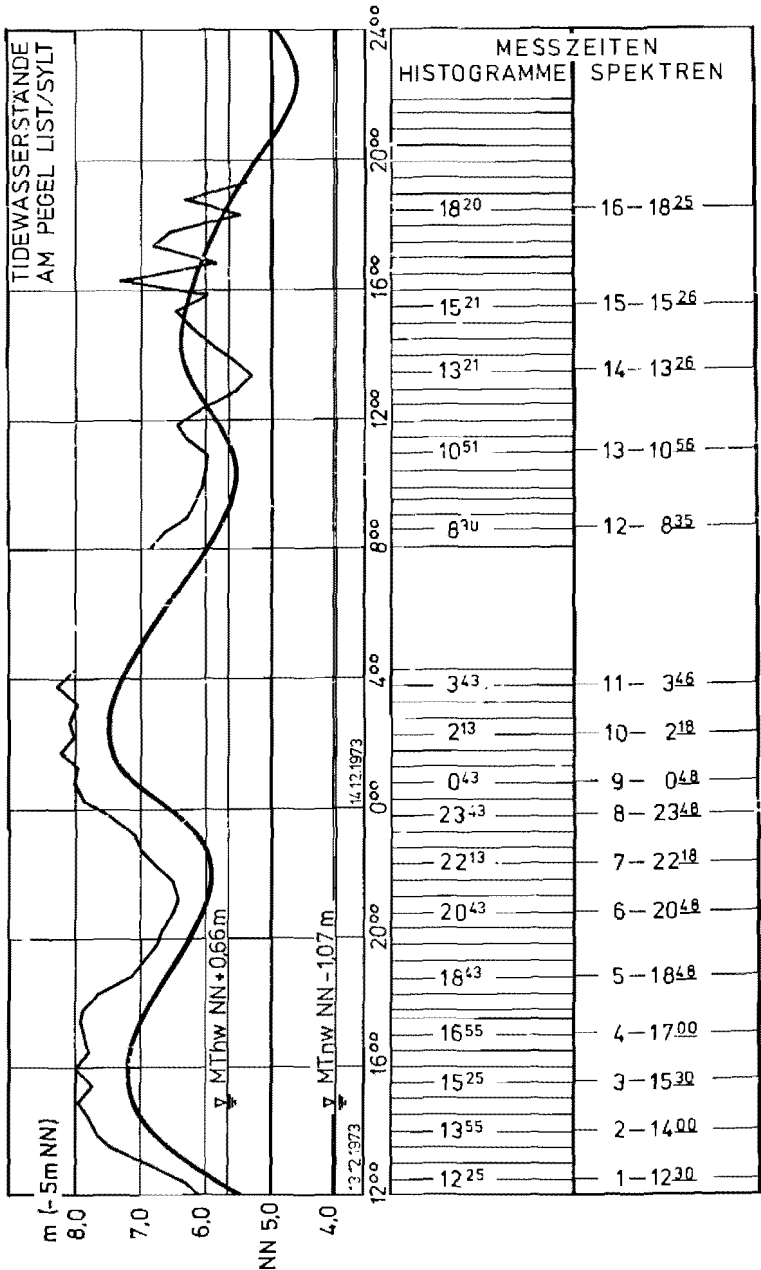


Abb. 26: Zeitintervalle der Signalanalyse

Da im Anschluß an die durch Stromausfall bedingte Meßpause nur noch etwa 4 Stunden lang die betreffenden Aufzeichnungen einwandfrei waren, lassen sich für diesen kurzen Zeitabschnitt z.T. Beziehungen zum Tideverlauf nur unsicher angeben. Für diese Fälle beziehen sich die weiter unten vorgenommenen Auswertungen nur auf die Meßdauer ab 12.00 Uhr am 13.12. bis etwa 4.00 Uhr am 14.12.1973 (16 Stunden), auch wenn hier teilweise die Auftragungen über den gesamten Untersuchungszeitraum vorgenommen wurden.

### 6.3 MESSAUSROSTUNG

Für die Aufzeichnung von Wasserspiegelauslenkungen wurden induktive Flüssigkeitsdruckaufnehmer der Firma HOTTINGER UND BALDWIN MESSTECHNIK verwendet. Wegen der maximal zu erwartenden Wasserüberdeckung von etwa 3 m liefert dieses Meßprinzip in der Brandungszone eine hinreichende Genauigkeit.

Die Orbitalgeschwindigkeiten wurden mit elektromagnetischen Zwei-Komponenten-Strömungsmessern der Firma COLNBROOK INSTRUMENTS Ltd., Großbritannien, gemessen. Eine eingehende Beschreibung der Arbeitsweise der genannten Geräte findet sich beispielsweise bei DETTE (1974). Wie die Abb. 27 zeigt, waren die Meßgeber in etwa 30 cm Höhe über dem im Mittel 1:40 geneigten Strand an Pfählen befestigt, die etwa im Abstand von jeweils 5 m in den Untergrund getrieben worden waren.

Für die synchrone Aufzeichnung der Wasserspiegelauslenkungen und Orbitalgeschwindigkeiten nahe der Sohle befanden sich das Strömungsmeßgerät und eine Druckmeßzelle im Abstand von 85 m vom Dünenfuß entfernt (vgl. Abb. 28); 15 m weiter seewärts war die zweite Druckmeßzelle (an der Meßposition 100m) mit der Membranoberkante auf NN + 0,10 m eingebaut. Die Aufzeichnungen dieser Druckmeßzelle wurden sowohl für die Ermittlung des mittleren Wasserstandes als auch für die Bestimmung der Wellenhöhen herangezogen.

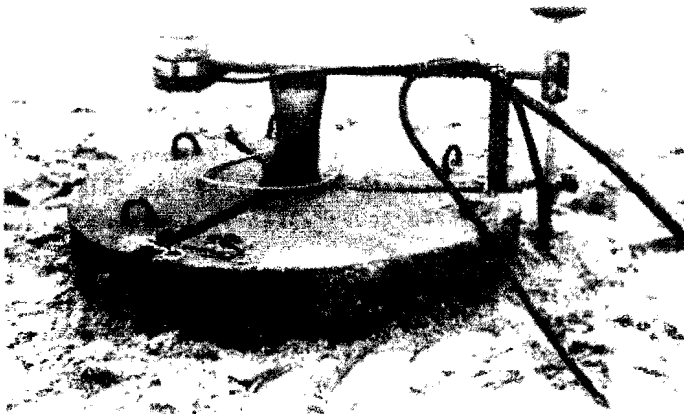


Abb. 27: Meßgeber an Meßposition 85 m;  
links: Druckaufnehmer als Wellenpegel  
rechts: 2-Komponenten-Strömungsmesser

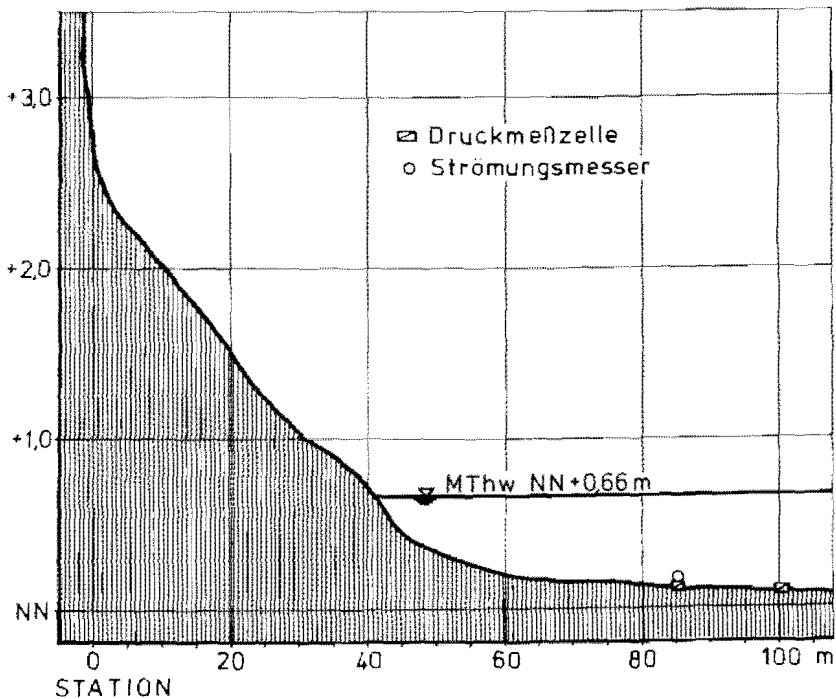


Abb. 28: Anordnung der Meßgeber in der Brandungszone

## 7. ANALYSE DES MESSMATERIALS

Da die Meßgebersignale in analoger Form als Synchronaufzeichnungen auf Magnetband gespeichert worden waren, lag es nahe, für die Analyse neben der von TUCKER (1963) und DRAPER (1966) vorgeschlagenen Nulldurchgangsmethode (ZERO CROSSING METHOD) weitere statistische Auswerteverfahren in Erwägung zu ziehen.

Die Nulldurchgangsmethode, die im allgemeinen auf analoge Wellenaufzeichnungen von Schreibgeräten angewandt wird (vgl. Abb. 29), liefert im wesentlichen nur die repräsentativen Parameter

Signifikante Wellenhöhe  $H_S = H_{Z,1/3}$  und

Signifikante Wellenperiode  $T_S = T_{Z,1/3}$ .

Hierbei wird bekanntlich die Wellenhöhe  $H_{Z,1/3}$  aus dem Mittelwert für die 33 höchsten einer Folge von 100 Wellen bestimmt und die Wellenperiode  $T_{Z,1/3}$  von der Meßdauer  $T_R$  und der Anzahl der Nulldurchgänge abgeleitet.

Mit den genannten Parametern allein bleibt aber die Aussage über das Brandungsgeschehen unbefriedigend. Vielmehr sind hier noch Beobachtungen erforderlich bezüglich:

- der vorherrschenden Wellenrichtung,
- der vorherrschenden Brecherart,
- der Brecherperiode,
- der Brecherposition,
- der Wassertiefe, bei der es zum Wellenbrechen kommt,
- der Brandungsströmung nach Richtung und Betrag,
- der Winddaten (nach Richtung und Stärke) u.a.

Derartige visuelle Beobachtungen sind grundsätzlich von besonderem Wert; sie sind aber bei Dunkelheit nicht durchführbar und zudem sind der Genauigkeit auch bei Tageslicht Grenzen gesetzt.

Als weitere Auswertmöglichkeit analoger Wellenaufzeichnungen

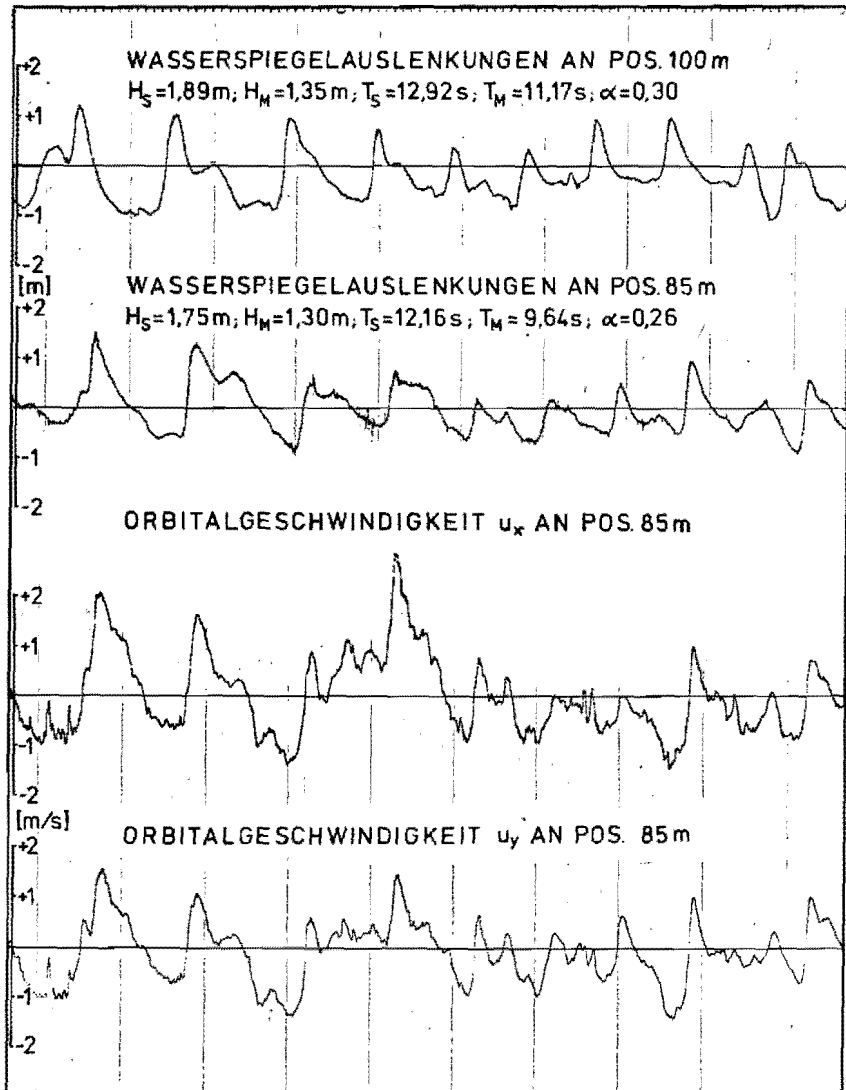


Abb. 29: Synchronaufzeichnung am 14. Dezember 1973  
ab 0.45 Uhr

wird oft eine Wellenhöhenverteilung vorgenommen, die üblicherweise nach LONGUET-HIGGINS (1952) mit der RAYLEIGH-Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion verglichen wird.

Es ist bekannt, daß die zugehörige Verteilungsfunktion für die Wellenhöhen bei Tiefwasserbedingungen recht gut zu trifft, da hier im allgemeinen die mittlere quadratische Abweichung unter der von CARTWRIGHT und LONGUET-HIGGINS (1956) mit  $\epsilon = 0,4$  angegebenen Grenze bleibt.

Wie die Untersuchungen von CARVALHO, RAMOS und MOREAS (1970) vor der portugiesischen Küste gezeigt haben, ist dies aber bereits bei Wassertiefen von etwa 20 m nicht mehr der Fall. Die aus ihren Messungen erhaltene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion weist mehrere Gipfel auf, und die mittlere quadratische Abweichung betrug

$$\epsilon = 0,51 > 0,4.$$

Mit weiter abnehmender Wassertiefe ist zu erwarten, daß die Abweichung von der RAYLEIGH-Verteilung noch stärker in Erscheinung tritt und deswegen in der Brandungszone Beziehungen zu ihr nur schwer herzustellen sein dürften.

Im Gegensatz zu der Anordnung der Wellenhöhen nach Größe und Häufigkeit ihres Auftretens in einem Histogramm steht die Arbeitsweise von elektronischen Analysiergeräten. Der wesentliche Vorteil dieser Geräte besteht darin, daß nicht nur die Extremwerte sondern auch der zeitliche Verlauf der Meßgröße erfaßt wird.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zwei automatische Analysiergeräte nebeneinander eingesetzt:

- a) Im Hinblick auf die Erzielung einer möglichst großen Genauigkeit bei der Ermittlung der statistischen Größen der kontinuierlichen Zeitfunktionen ein hochauflösender IMPULSHÖHENANALYSATOR als Klassiergerät und
- b) für die Beurteilung der Prozesse in der Brandung nach ihren gegenseitigen Abhängigkeiten ein FOURIERANALYSATOR.



Mit Hilfe des unter b) genannten Gerätes war es möglich, einmal den Seegang in der Brandungszone auf die in ihm enthaltenen Frequenzen zu untersuchen und zum anderen aus KREUZSPEKTREN, KOHÄRENZFUNKTION und OBERTRAGUNGSFUNKTION auf eventuell vorhandene Abhängigkeiten zwischen zwei gleichzeitig verarbeiteten Meßsignalen zu schließen.

### 7.1 ANALYSIERVERFAHREN MIT EINEM IMPULSHÖHENANALYSATOR

Die Meßeinrichtung war entsprechend dem Blockschaltbild auf Abb. 30 aufgebaut.

#### BLOCKSCHALTBIID

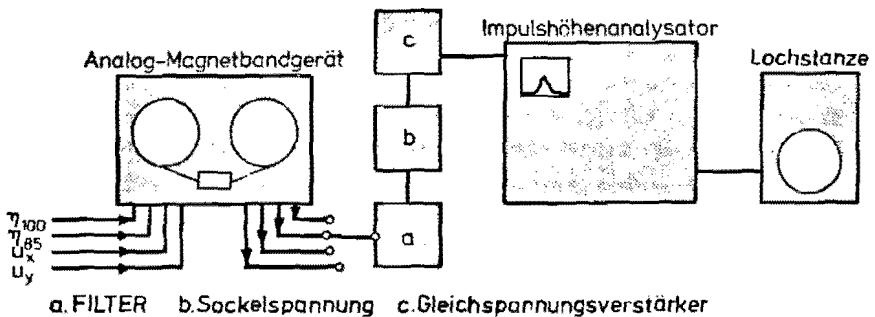


Abb. 30: Meßanordnung

Demnach wurden die in Tab. 9 enthaltenen synchron auf Magnetband gespeicherten Meßgrößen einzeln verarbeitet.

Tab. 9: Analysierte Meßgrößen

I.	$\eta_{100} (t)$	Wasserspiegelauslenkung an Pos. 100 m
II.	$\eta_{85} (t)$	Wasserspiegelauslenkung an Pos. 85 m
III.	$u_x (t)$	x-Komponente der Orbitalgeschwindigkeit an Pos. 85 m
IV.	$u_y (t)$	y-Komponente der Orbitalgeschwindigkeit an Pos. 85 m

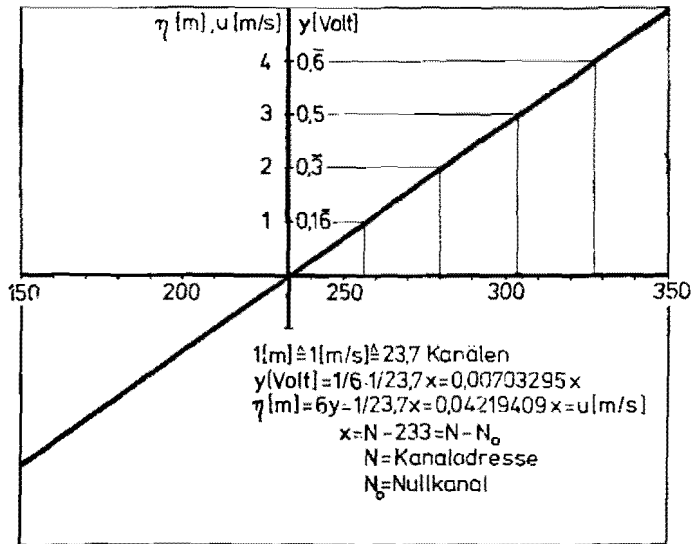
Das entsprechende Signal ( $\leq 1$  Volt) mußte zunächst ein Filter passieren, mit dem Störfrequenzen  $f \geq 3$  Hz herausgefiltert und langperiodische Änderungen (DC-Anteil des Signals) unterdrückt werden.

Da der 400-Kanal-Impulshöhenanalysator nur mit Spannungen eines Vorzeichens (0 bis -20 V DC) voll angesteuert werden konnte, war es erforderlich, einmal das Signal mit einer Sockelspannung (aus einer Batterie) zu versehen und zum anderen mußte dem Analysator noch ein Gleichspannungsverstärker vorgeschaltet werden.

Das Analysiergerät selbst enthielt einen CHOPPER, mit dessen Hilfe das jeweilige kontinuierliche Signal in Abschnitte von der Dauer  $\Delta t = 50 \mu s$  (entsprechend einer Chopperfrequenz von 20 kHz) aufgelöst wurde. Die diesen Abschnitten zugehörigen mittleren Spannungswerte wurden ihrem Betrage nach dem entsprechenden Kanal des Klassiergerätes (-20 V  $\Delta$  400. Kanal) angeboten und dort über die Zähldauer aufaddiert.

Der Einzählvorgang konnte während der gewählten Analysierdauer  $T_R = 10$  Min. auf einem Bildschirm beobachtet werden. Mit Hilfe einer Gleichstromquelle konnte nachgewiesen werden, daß das Meßsystem innerhalb der Meßgenauigkeit, die mit einem handelsüblichen Digitalvoltmeter erreicht werden kann, praktisch linear war. In Abb. 31 ist der Zusammenhang zwischen Kanaladresse und der Spannung in Volt bzw. der Geschwindigkeit in m/s oder der Wasserspiegelauslenkung in m WS dargestellt. Demnach entsprachen 23,7 Kanäle einem Spannungswert von 0,166 Volt und dieser wiederum einer Geschwindigkeit von 1 m/s bzw. 1 m WS. Die Magnetbandaufzeichnungen wurden in der Art verarbeitet, daß im Wechsel von 10 Minuten Meßzeit und 20 Minuten Pausenzeit nach jeder halben Stunde ein Histogramm erhalten wurde. Die jeweils auf die Mitte der Meßintervalle bezogenen Echtzeiten, denen die Histogramme zuzuordnen sind, enthält Abb. 26, und ein Beispiel für eine Folge von Histogrammen wird in Abb. 34 gegeben.

Für die Weiterverarbeitung wurden die Speicherinhalte der einzelnen Kanäle der Histogramme über Lochstreifen ausgegeben.



**Abb. 31:** Linearer Zusammenhang zwischen Meßgrößen und Kanaladresse des Impulshöhenanalysators

Die Auswertung erfolgte mit einem Rechenprogramm auf der Großrechenanlage (ICL) der TECHNISCHEN UNIVERSITÄT BRAUNSCHWEIG.

Im einzelnen wurden folgende statistische Größen für die untersuchten kontinuierlichen Zeitfunktionen ermittelt:

(Bezeichnungen nach SPIEGEL (1972))

#### A. MITTELWERT (MEAN)

$$\bar{x} = \frac{\sum f_i \cdot x_i}{N} \quad (\text{gewichtetes arithmetisches Mittel})$$

#### B. MITTLERE ABWEICHUNG (MEAN DEVIATION)

$$M.D. = \frac{\sum f_i |x_i - \bar{x}|}{N}$$

C. STANDARDABWEICHUNG (STANDARD DEVIATION, ROOT MEAN SQUARE DEVIATION)

$$S.D. = \sqrt{\frac{\sum f_i (x_i - \bar{X})^2}{N}}$$

mit

$X$  = Kanaladresse und

$f$  = Häufigkeit pro Kanal

$N = \sum f_i$

7.2 ANALYSIERVERFAHREN MIT EINEM FOURIER-ANALYSATOR

Für die Verarbeitung der Meßgebersignale mit dem FOURIER-ANALYSATOR war es lediglich erforderlich, zwischen Bandgerät und diesem Analysator ein Filter anzuordnen. Dieses Filter war so ausgelegt, daß einmal der Gleichspannungsanteil und zum anderen Frequenzen  $f > 3$  Hz an den Enden der gewünschten Spektren abgeschnitten wurden.

7.2.1 GRUNDLAGEN DER SPEKTRALANALYSE

Im folgenden werden nur die für das Verständnis der weiter unten vorgenommenen Auswertungen notwendigen mathematischen Grundlagen der Spektralanalyse zusammengefaßt.

Bei den Untersuchungen mit dem FOURIER-ANALYSATOR wird davon ausgegangen, daß es sich bei den analogen Meßgebersignalen über die jeweilige Meßdauer um nur stationäre stochastische Zeitreihen handelt. Demnach sind in der Komponentenform der Zeitfunktion nach PLATE (1971)

$$x(t) = x_t(t) + x_p(t) + x_r(t)$$

die ersten beiden Summanden  $x_t(t) + x_p(t) = 0$ .

Das bedeutet, daß wegen der relativ kurzen Meßzeit der deter-

ministische Anteil, bestehend aus Trend  $x_t(t)$  und periodischer Komponente  $x_p(t)$ , nicht berücksichtigt werden.  
Es kann weiter geschrieben werden:

$$x(t) = x_r(t) = \bar{x} + x'(t)$$

mit  $\bar{x}$  = zeitlicher Mittelwert des Signals  
 $x'$  = Signalschwankungen.

Bei nichtperiodischen Vorgängen besteht die harmonische Analyse nicht mehr aus der Entwicklung einer FOURIER-REIHE sondern an ihre Stelle tritt das FOURIER-TRANSFORMIERTENPAAR

$$S_x(f) = \int_{-00}^{+00} x(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad (\text{Vorwärtstransformierte})$$

$$x(t) = \int_{-00}^{+00} S_x(f) e^{i2\pi ft} df \quad (\text{Rückwärtstransformierte})$$

das aus dem Integral über die FOURIER-REIHE stammt, wenn die Grundfrequenz unendlich wird (FOURIER-INTEGRAL).

$S_x(f)$  wird die FOURIER-TRANSFORMIERTE von  $x(t)$  genannt, und sie enthält für jede Frequenz sowohl die Amplituden- als auch die Phaseninformation. Sie ist im Frequenzbereich der für den Zeitbereich gültigen Funktion  $x(t)$  gleichwertig.

Da die Verarbeitung mit dem FOURIER-ANALYSATOR nach dem COOLEY-TUKEY-Algorithmus (vgl. KISS (1970) (FAST FOURIER TRANSFORM)) digital erfolgt, muß die Gleichung für die Fouriertransformierte in eine finite Summe umgewandelt werden.

Mit der Meßdauer  $T_R = N \cdot \Delta t$  wobei  $dt = \Delta t$  und  $t = n \cdot \Delta t$ ,  $df = \Delta f = \frac{1}{T}$  und  $f = m \cdot \Delta f$  ist die diskrete finite Transformation (DFT)

$$S_x(m \cdot \Delta f) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x(n \cdot \Delta t) \exp\left(\frac{-i2\pi}{N} mn\right)$$

Sie umfaßt im Frequenzbereich je  $N/2$  reale und imaginäre Frequenzpunkte und kann in ihrer Gesamtheit (nach ROTH (1970)) als lineares Spektrum bezeichnet werden.

Nach dem MOIVRE-Satz

$$r \cdot e^{i\phi} = r \cdot \cos\phi + i r \sin\phi = A + iB$$

$$\text{mit } r = A^2 + B^2$$

kann das lineare Spektrum auch in der Form

$$S_x(f) = A(f) + i B(f)$$

geschrieben werden.

#### 7.2.1.1 ENERGIESPEKTRUM

Als Energiespektrum  $G_{xx}(f)$  ist das Produkt aus dem linearen Spektrum  $S_x(f)$  von  $x(t)$  und dem zugehörigen konjugiert komplexen linearen Spektrum  $S_x^*(f)$  definiert:

$$\begin{aligned} G_{xx}(f) &= S_x(f) \cdot S_x^*(f) \\ &= [A(f) + i B(f)] [A(f) - i B(f)] = A^2(f) + B^2(f). \end{aligned}$$

Das bedeutet, daß

- a) das Energiespektrum keinen imaginären Anteil besitzt und
- b) die zu dem jeweiligen Frequenzpunkt gehörige Spektrallinie von  $G_{xx}(f)$  dem Quadrat der Signalspannung proportional ist.

Demnach ist das Energiespektrum  $G_{xx}(f)$  als die Verteilungsfunktion der Varianz des stochastischen Vorganges  $x(t)$  über die Frequenz  $f$  anzusehen (vgl. PLATE (1971))

$$\sigma_x^2 = \int_0^{\infty} G_{xx}(f) df$$

### 7.2.1.2 KREUZSPEKTRUM

Das Kreuzspektrum (Kreuzleistungsspektrum, Cross Power Spectrum) zweier Signale  $x(t)$  und  $y(t)$  ist definiert als

$$G_{yx}(f) = S_y(f) \cdot S_x^+(f)$$

Es entsteht aus der Multiplikation des linearen Spektrums  $S_y(f)$  von  $y(t)$  mit dem konjugiert komplexen linearen Spektrum  $S_x^+(f)$  von  $x(t)$  unter Berücksichtigung einer derartigen zeitlichen Verschiebung der Signale  $x(t)$  und  $y(t)$  gegeneinander, so daß sich im Frequenzbereich eine Phasenverschiebung von  $90^\circ$  ergibt.

Der letztere Ausdruck bedeutet, daß das Kreuzspektrum im allgemeinen sowohl positive und negative Spektrallinien aufweist als auch komplex ist (im Gegensatz zum Autospektrum, das nur positive reale Werte besitzt).

Bei einer bestimmten Frequenz können aus dem Kreuzspektrum

- a) der Betrag aus dem Produkt der betreffenden Beträge der beiden linearen Spektren und
- b) die Phase gleich der Phasendifferenz zwischen beiden Signalen

abgegriffen werden. (vergl. Anlagen 1 bis 64)

Das Kreuzspektrum ist zwar ein Maß für die Beziehungen zwischen gleichfrequenten Fourierkomponenten zweier zugeordneter stochastischer Prozesse (vgl. PLATE (1971)), es liefert allein jedoch keine Aussage über die relativen Beträge der beteiligten Signale, zumal in der Meßtechnik der elektronische Rauschanteil im allgemeinen nicht vollständig beseitigt werden kann.

### 7.2.1.3 OBERTRAGUNGSFUNKTION

Bei der Spektralanalyse ist als Übertragungsfunktion zwischen zwei rauschfreien Signalen  $x(t)$  und  $y(t)$  der Quotient aus ihren linearen Spektren definiert

$$H_x(f) = \frac{S_y(f)}{S_x(f)} \quad \text{bezogen auf } x(t)$$

oder

$$H_y(f) = \frac{S_x(f)}{S_y(f)} \quad \text{bezogen auf } y(t).$$

Durch Erweiterung dieser Quotienten mit den jeweils zugehörigen konjugiert komplexen linearen Spektren wird daraus eine Beziehung zwischen dem Autospektrum (Energiespektrum) des einen und dem Kreuzspektrum beider Signale.

$$H_x = \frac{S_y \cdot S_x^+}{S_x \cdot S_x^+} = \frac{G_{yx}}{G_{xx}}$$

bzw.

$$H_y = \frac{S_x \cdot S_y^+}{S_y \cdot S_y^+} = \frac{G_{xy}}{G_{yy}}$$

Da im Kreuzspektrum die Phaseninformation enthalten ist, beschreibt die komplexe Übertragungsfunktion den Zusammenhang zwischen den Signalen bei jeder Frequenz sowohl nach der Phase als auch nach dem Betrag.

### 7.2.1.4 KOHÄRENZFUNKTION

Die Kohärenzfunktion ist nach BENDAT und PIERSOL (1966) für rauschfreie Signale definiert als

$$\overline{\gamma}^2 = \frac{\overline{G_{yx}} \cdot \overline{G_{yx}}^+}{\overline{G_{yy}} \cdot \overline{G_{xx}}} = \frac{|\overline{G_{yx}}|^2}{\overline{G_{yy}} \cdot \overline{G_{xx}}}; \quad 0 \leq \overline{\gamma}^2 \leq 1$$



Der Balken über den Ausdrücken bedeutet, daß es sich jeweils um eine Mittelwertbildung handelt (hier Mittelwert aus 10-facher Signalaufnahme).

Sie stellt bei jeder Frequenz den prozentualen Anteil der Varianz des einen Prozesses an der Varianz des zweiten Prozesses dar und ist von der Übertragungsfunktion vollständig unabhängig (vgl. PLATE (1971)). Bei der Spektralanalyse wird sie dazu verwendet, die Übertragungsfunktion auf ihre Gültigkeit hin zu untersuchen, d.h. sie drückt aus, welcher Grad der Kausalität zwischen den beiden Signalen vorhanden ist.

Nach der Ermittlung der Übertragungsfunktion ist im allgemeinen unbekannt

- a) welche Rolle dabei Rauschvorgänge gespielt haben und
- b) wie weit ein linearer Zusammenhang wirklich zwischen den beiden Signalen besteht, d.h. wie weit das Übertragungssystem durch eine gewöhnliche lineare Differentialgleichung beschrieben werden kann.

Ist die Kohärenzfunktion für eine bestimmte Frequenz gleich Null, bedeutet das, daß Rauschvorgänge vorhanden sind und/oder der Zusammenhang bei dieser Frequenz nicht linear ist. Wird der Wert  $\bar{\gamma}^2 = 1$  erreicht, ist der Zusammenhang linear und Rauschvorgänge haben keine Rolle gespielt.

Die Kohärenzfunktion im Frequenzbereich kann verglichen werden mit dem Korrelationsfaktor  $r$ .

#### 7.2.2 Wahl des Frequenzbereiches und Bestimmung der Meßdauer $T_R$

Für die Analyse des Seegangs ist es nach KAMPHUIS (1969) ausreichend, Vorgänge mit Perioden  $T \geq 0,5$  s zu berücksichtigen. Mit Rücksicht auf die abgestuften Einstellbereiche am Analog-Digital-Wandler des Fourieranalysators wurde hier die Maximalfrequenz zu

$$F_{\max} = 3,125 \text{ Hz}$$

gewählt, was einer minimalen Periode von

$$T_{\min} = \frac{1}{F_{\max}} = 0,32 \text{ s} < 0,5 \text{ s}$$

entspricht.

Bemerkung: Wegen der großen Zahl der durchzuführenden Analysen wurde im Hinblick auf eine angemessene Rechenzeit der sich beim Einsatz eines Analogbandgerätes ergebende Vorteil genutzt, den jeweiligen Vorgang mit einem Vielfachen der Aufnahmegeschwindigkeit zu reproduzieren. Bei der hier gewählten achtfachen Wiedergabegeschwindigkeit war die tatsächlich am Analog-Digital-Wandler eingestellte Maximalfrequenz  $F_{\max} = 8 \cdot 3,125 = 25 \text{ Hz}$ .

Zur Vermeidung des Alias-Fehlers, der bei analogen Eingangssignalen mit höherer als der eingestellten Maximalfrequenz auftritt, wurden Frequenzen  $> F_{\max} = 25 \text{ Hz}$  mittels eines passenden Filters abgeschnitten.

Der Aliasfehler besteht darin, daß Energiedichten, die zu Frequenzen  $> F_{\max}$  gehören, bei der NYQUIST-Frequenz in das Spektrum hineingespiegelt werden und das Spektrum auf diese Weise verfälschen.

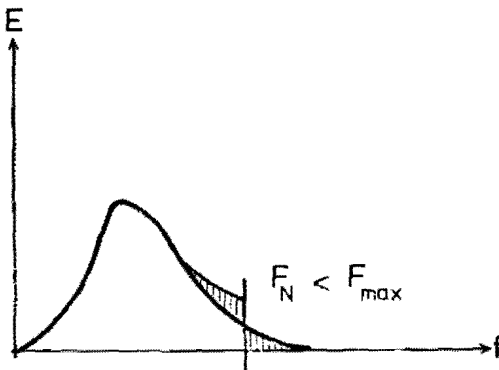


Abb. 32: Der Alias-Fehler

Wird die Maximalfrequenz gleich der NYQUIST-Frequenz gewählt, so tritt der Aliasfehler gerade noch nicht auf und das Abtastintervall  $\Delta t$  nimmt für die gewählten Eingangswerte seinen minimalen Betrag an:

$$F_{\max} = F_N = \frac{1}{2 \Delta t}$$

$$\Delta t = \frac{1}{2 F_{\max}} = \frac{1}{2 \cdot 3,125} = 0,16 \text{ s.}$$

Bei der vorhandenen Speichergröße von 16 K konnte für das mit 2 Analogsignalen durchgeführte Rechenprogramm die Blockgröße maximal zu  $N = 512$  gewählt werden, so daß sich für die verfügbare Frequenzpunktzahl  $N/2$  der zugehörige Frequenzpunktabstand  $\Delta f$  ergab zu

$$\Delta f = \frac{F_{\max}}{N/2} = \frac{3,125}{256} = 0,012207 \text{ Hz.}$$

Die Meßdauer  $T_R$  ist ebenfalls von der Blockgröße und der Maximalfrequenz abhängig und ist zunächst

$$T_R' = \frac{N}{2 F_{\max}} = \frac{512}{2 \cdot 3,125} = 81,92 \text{ s.}$$

Nach KAMPHUIS (1969) ist für die Analyse von Meereswellen eine Meßdauer in den Grenzen  $10 \text{ Min.} \leq T_R \leq 20 \text{ Min.}$  als Optimum anzusehen.

Einerseits dürfte für diesen Zeitraum eine Fourieranalyse hinreichend genau und andererseits der Seegang hinreichend stationär sein.

Es wurden deshalb für jedes Spektrum jeweils 10 aufeinanderfolgende Zeitreihen mit  $T_R' = 81,92$  analysiert und hinterher gemittelt, so daß sich eine Meßzeit ergab von:

$$\underline{T_R = 10 \cdot 81,92 \text{ s} = 819,2 \text{ s} = 13 \text{ Min. } 39,2 \text{ s}}$$

### 7.2.3 MESSREIHEN UND ERMITTELTE SPEKTRALFUNKTIONEN

Neben den Aufnahmezeiten für die Histogramme (mit dem Impuls-Höhenanalysator) sind in Abb. 26 auch die Analysierzeiten für die Spektralfunktionen enthalten. Dabei handelt es sich in beiden Fällen um Echtzeiten, die nach Ablauf der Hälfte der Meßintervalle vorlagen. Grundsätzlich wurden mit dem Fourieranalysator gleichzeitig 2 Meßgrößen verarbeitet und dementsprechend jeweils zwei Energiespektren, das Kreuzspektrum, die Kohärenzfunktion und die Übertragungsfunktion errechnet. Für die 4 im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Meßreihen sind die Kombinationen der verarbeiteten Zeitfunktionen und die zugehörigen Spektralfunktionen in Tab. 10 im einzelnen bezeichnet. Demnach wurden an Pos. 85m die Energiespektren für die Wasserspiegelauslenkung 3 mal (in Meßreihe II/I, II/III und II/IV) und für die x- und y-Komponente der Orbitalgeschwindigkeit je 2 mal (in Meßreihe III/IV und II/III bzw. III/IV und II/IV) erhalten. Werden die entsprechenden Energiespektren auf den ebenfalls in Tab. 10 angegebenen Anlagen miteinander verglichen, so stellt sich heraus, daß diese tatsächlich nicht identisch sind. Dieser Sachverhalt ist darauf zurückzuführen, daß

- a) die Genauigkeit des Zählwerkes des verwendeten Magnetbandspeichers nicht ausreichte, um das entsprechende Meßintervall exakt wiederzufinden und
- b) sich offenbar in sehr kurzer Zeit das Spektrum (von Brandungswellen) ändert.

Da diese Änderungen für die vorgenommenen Auswertungen aber zu vernachlässigen waren, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit von Genauigkeitsuntersuchungen bezüglich der Instabilität der Spektren (SAMPLING WINDOW ERROR; vgl. 7.2.4) abgesehen.

Tabelle 10: Meßreihen und Spektralfunktionen

1	2	3	4	5	6	7
Meßreihe	Synchron verarbeitete Zeitfunktionen	S P E K T R A L F U N K T I O N E N				Anlage
		Energiespektren	Kreuzspektrum	Kohärenzfunktion	Übertragungsfunktion	
II/I	$n_{85}(t), n_{100}(t)$	$G'_{nn85}(f),$ $G'_{nn100}(f)$	$G'_{n85n100}(f)$	$\overline{\gamma}_{n85n100}^2(f)$	$H_{n85n100}(f)$	1-16
III/IV	$u_{x85}(t), u_{y85}(t)$	$G'_{uu_x}(f),$ $G'_{uu_y}(f)$	$G'_{u_x u_y}(f)$	$\overline{\gamma}_{u_x u_y}^2(f)$	$H_{u_x u_y}(f)$	17-32
II/III	$n_{85}(t), u_{x85}(t)$	$G'_{nn85}(f),$ $G'_{uu_x}(f)$	$G'_{n85u_x}(f)$	$\overline{\gamma}_{n85u_x}^2(f)$	$H_{n85u_x}(f)$	33-48
II/IV	$n_{85}(t), u_{y85}(t)$	$G'_{nn85}(f),$ $G'_{uu_y}(f)$	$G'_{n85u_y}(f)$	$\overline{\gamma}_{n85u_y}^2(f)$	$H_{n85u_y}(f)$	49-64

#### 7.2.4 VERTRAUENSGRENZEN, AUFLÖSUNGSBANDBREITEN

Die diskrete finite Transformation (DFT), wie sie bei der digitalen Verarbeitung mit dem Fourier-Analysator für die begrenzte Meßdauer  $T_R$  angewendet wird, bedeutet, daß die Transformation hier wie eine Fourierreihe behandelt wird, d.h., die Berechnung erfolgt so, als ob das Signal im Intervall  $T_R$  periodisch wäre. Da das jedoch nur zutrifft, wenn die Meßdauer  $T_R \rightarrow \infty$ , resultiert hieraus für die finite Meßdauer ein Fehler (SAMPLING WINDOW ERROR), der u.a. bei BENDAT und PIERSOL (1966) eingehend erörtert wird.

Das nach der Berechnung erhaltene Spektrum ist nicht das wirkliche Spektrum; es ist vielmehr immer im Zusammenhang mit der Auflösungsbandbreite zu betrachten, die in Anlehnung an KAMPHUIS (1969) geschrieben werden kann:

$$f_m = \frac{1}{T_m}$$

Worin  $T_m$  als diejenige Periode gedeutet werden kann, der Energiedichten mit gewisser Wahrscheinlichkeit zuzuordnen wären.

Wenn mit  $\epsilon$  die Standard-Abweichung des berechneten Spektrums bezeichnet wird, ergeben sich hierfür bei der vorgegebenen Meßzeit  $T_R = 819,2$  s die Werte als Funktion von  $T_m$  aus

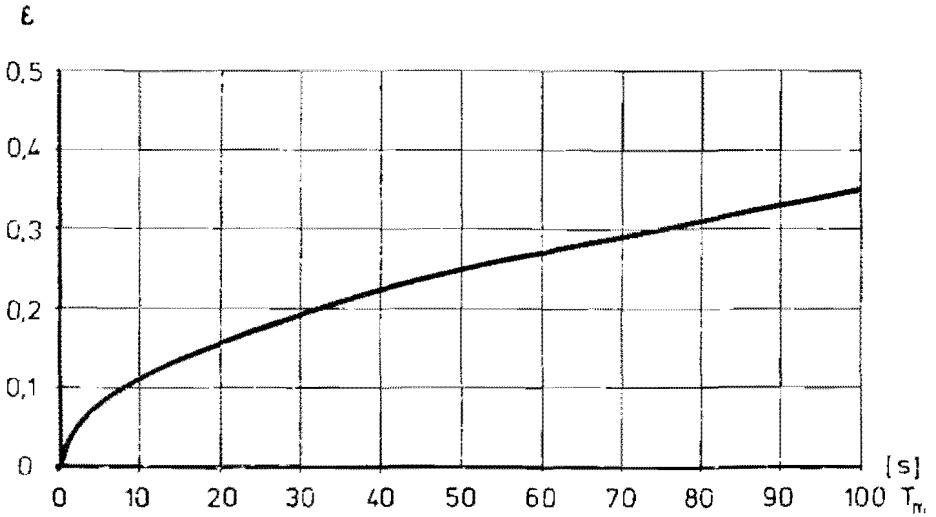
$$\epsilon^2 = \frac{T_m}{T_R}$$

(vergl. Abb. 33a und 33b).

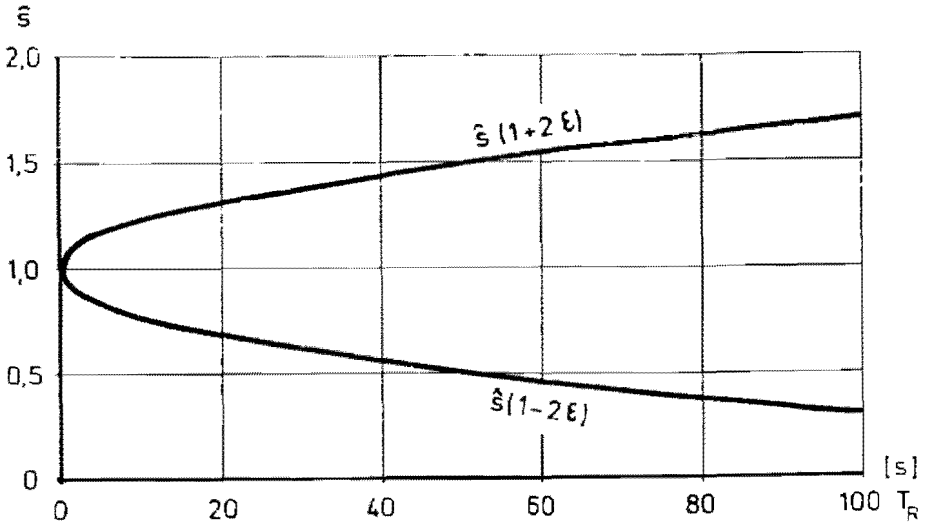
Für 95 % der Meßzeit (Vertrauensgrenze) liegt das wirkliche Spektrum  $S(f)$  zwischen den Grenzen

$$(1 - 2 \epsilon) \hat{S}(f) \leq S(f) \leq (1 + 2 \epsilon) \hat{S}(f)$$

Darin ist mit  $\hat{S}$  das berechnete Spektrum bezeichnet.



**Abb. 33a:** Standardabweichung  $\varepsilon$  als Funktion der Korrelationsdistanz  $T_m$



**Abb. 33b:** Genauigkeit der Spektralanalyse für 95 % der Meßdauer  $T_R$

Aus der Darstellung Abb. 33b ist unmittelbar ablesbar, daß für höhere Frequenzen die Genauigkeit entsprechend größer ist.

### 7.3 ANALYSE VON ANALOGAUFZEICHNUNGEN MIT SCHREIBGERÄTEN

Entsprechend den Aufnahmeintervallen für die Spektralfunktionen (vgl. Abb. 26) wurden für den Zeitraum, in dem die Meßsignale der Wellenpegel einwandfrei waren (vom 13.12.1973 12.00 Uhr bis zum 14.12.1973 4.00 Uhr), Analogaufzeichnungen mit Schreibgeräten hergestellt. Zur Bestimmung der Parameter  $\bar{H}_Z$ ,  $H_{Z,1/3}$ ,  $\bar{T}$  und  $T_{Z,1/3}$  wurde die Nulldurchgangsmethode verwendet, deren Kenntnis hier vorausgesetzt wird. Außerdem wurde der Symmetriefaktor  $\alpha = \Delta L/L$  (FOHRBÜTER (1971)) vgl. Abschnitt 5.2) ermittelt.

### 8. WASSERSTÄNDE UND BRANDUNGSSTAU IM UNTERSUCHUNGSGEBIET

Neben der Umwandlung der an den Strand transportierten Wellenenergie durch Reibungseffekte am Boden und durch die Entstehung eines Sand-Wasser-Luft-Gemisches beim Ausbranden (FOHRBÜTER (1971, 1972, 1973, 1974)) bleibt im Brandungsgebiet auch ein gewisser Energieanteil als potentielle Energie erhalten, die als Brandungsstau  $\Delta Z$  in Erscheinung tritt. SIEFERT (1974) hat die Brandungsstau-Ansätze einer Reihe von Verfassern (vgl. Abschnitt 5.4) näher untersucht und gelangt zu der Feststellung, daß zur Zeit eine befriedigende Erklärung mit den verwendeten Parametern (vgl. Tab. 5) noch nicht gegeben werden kann. Insbesondere ist unklar, wie sich der Stau in einem küstennormalen Profil darstellt. Nach visuellen Beobachtungen vor SYLT (FOHRBÜTER (1974)) ist die Wasserstandshebung im Meßprofil nicht konstant, sondern es bildet sich in Wellenfortschrittsrichtung eher ein konkaves Wasserstandsprofil aus.

Da die tatsächlich vorhandene Wassertiefe für die Beurteilung



von Brandungsprozessen von grundsätzlicher Bedeutung ist, wird an den Anfang der Analyse der gewonnenen Meßdaten die Ermittlung der Wasserstände im Untersuchungsgebiet (an Meßposition 100 m) gestellt.

### 8.1 WASSERSTÄNDE

Entsprechend der Definition des Brandungsstaues mit den Bezeichnungen nach PIANC (vgl. Abschnitt 5.4.) waren die Wassertiefen im Untersuchungsgebiet als mittlere Meßintervall-Wassertiefen  $Z_3$  (MEAN RECORD WATER DEPTH) zu bestimmen (vgl. Abschnitt 5.4.). Dazu konnte die in Abschnitt 7.1 beschriebene Analysiermethode mit dem Impulshöhenanalysator herangezogen werden. Da hier gerade die langperiodischen Änderungen der Tidewasserstände untersucht werden sollten, mußte derart von dem Blockschaltbild auf Abb. 30 abgewichen werden, daß das kombinierte Tiefpaß-Hochpaßfilter umgangen wurde. Diese Maßnahme brachte den Nachteil mit sich, daß Störungen im Meßsignal, wie sie am 14.12.1973 ab etwa 12.00 Uhr aufgetreten sind, nicht mehr unterdrückt wurden (vgl. Abschnitt 6.2 und Abb. 26).

Die Membran der für diese Untersuchungen verwendeten Druckmeßzelle lag an Meßposition 100 m, mit dem Strand etwa auf gleicher Höhe, auf NN + 0,10 m. Demnach war das abgegebene Signal jeweils direkt der vorliegenden Wassertiefe proportional und die auf NN bezogenen Wasserstände unterschieden sich nur um 10 cm von der Wassertiefe.

Entsprechend den Ausführungen unter Abschnitt 7.1 und 7.2.2 war die Meßdauer zu  $T_R = 10$  Minuten gewählt worden. Der mittleren Wassertiefe  $Z_3$  während dieses Zeitabschnittes (MEAN RECORD WATER DEPTH) entspricht in den jeweiligen mit dem Analysator gewonnen Histogramm eine Kanaladresse, die den Mittelwert bezeichnet. Mit der in Abb. 31 dargestellten linearen Funktion konnte hierfür sofort die Wassertiefe  $Z_3$  angegeben werden. Für den Untersuchungszeitraum bis zur Meßpause am 14.12.1973 gegen 4.00 Uhr wurden insgesamt 35 Histogramme erhalten, die in der zeitlichen Reihenfolge der Abb.34

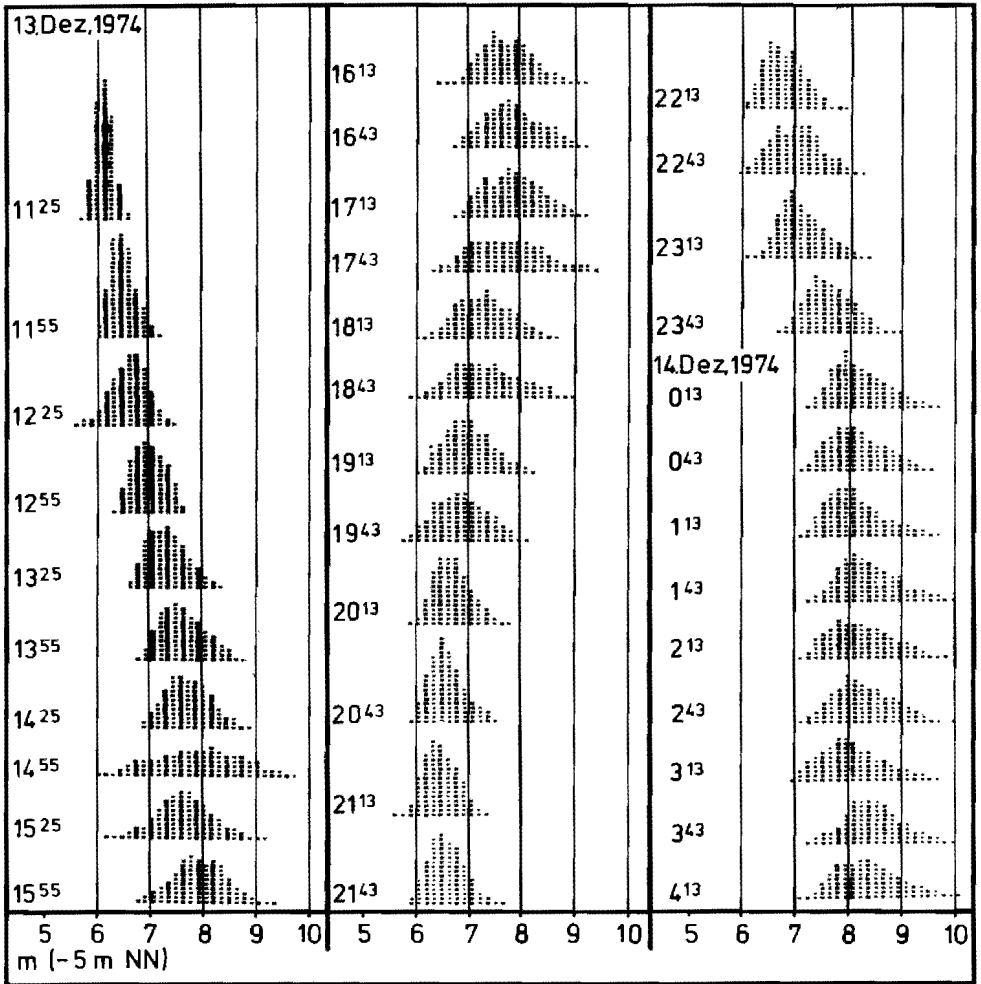


Abb. 34: Beispiel für die Signalanalyse mit dem Impulshöhen-analysator.  
 Folge von Histogrammen, aus denen u.a. die Meßinter-  
 vall-Wassertiefen  $Z_3$  bestimmt wurden.

zu entnehmen sind. Da der Bezug zu NN hergestellt wurde, wird hier bereits die Wasserstandsänderung über dem Meßzeitraum deutlich.

## 8.2 BRANDUNGSSTAU

Zur Abschätzung des Brandungsstaues wurde in Abb. 35 bzw. Tab. 11 die zugehörige Tidekurve  $W(Z_3)$  den Ablesungen des nächstgelegenen Tidepegels LIST/SYLT  $W(Z_2)$  gegenübergestellt. Wieweit die örtlichen Unterschiede der Tidewasserstände zwischen der Meßstation und dem Pegelort bei den folgenden Untersuchungen eine Rolle spielen, konnte im einzelnen nicht analysiert werden.

Da es nicht der Zielsetzung der vorliegenden Arbeit entspricht, die offenbar komplexen, physikalischen Prozesse, die die Erscheinung des Brandungsstaues ausmachen, näher zu untersuchen, werden im folgenden nur die sich aus dem Vergleich der Tidewasserstände  $W(Z_3)$  und  $W(Z_2)$  unmittelbar ergebenden Schlußfolgerungen mitgeteilt:

- a) Während des Untersuchungszeitraumes schwankte der Brandungsstau zwischen  
max  $\Delta Z = 1,11$  m und min  $\Delta Z = 0,37$  m und beträgt im Mittel  
$$\overline{\Delta Z} = \overline{W(Z_3)} - \overline{W(Z_2)} = \overline{Z_3} - \overline{Z_2} = 0,66$$
 m
- b) Eine Phasendifferenz zwischen dem in der Brandung gemessenen Wasserstandsverlauf  $W(Z_3)$  und der am Lister Pegel aufgenommenen Tidekurve  $W(Z_2)$  ist praktisch nicht erkennbar, obwohl der Pegel List etwa 16 km vom Untersuchungsgebiet entfernt in einem Hafenbecken steht.
- c) Während über die Dauer der Ebbe die gemessene Kurve  $W(Z_3)$  einen ungestörten Verlauf zeigt, beträgt zur Zeit des Hochwassers der Schwankungsbereich innerhalb von 30 Minuten maximal etwa 30 cm (am 14.12.1973 zwischen 1.13 und 1.43 Uhr).

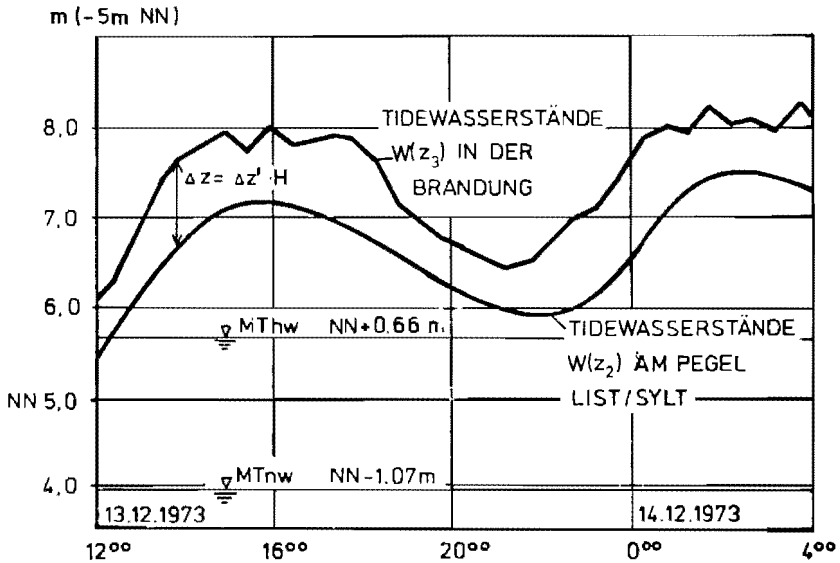


Abb. 35: Brandungsstau  $\Delta Z$  im Untersuchungsgebiet

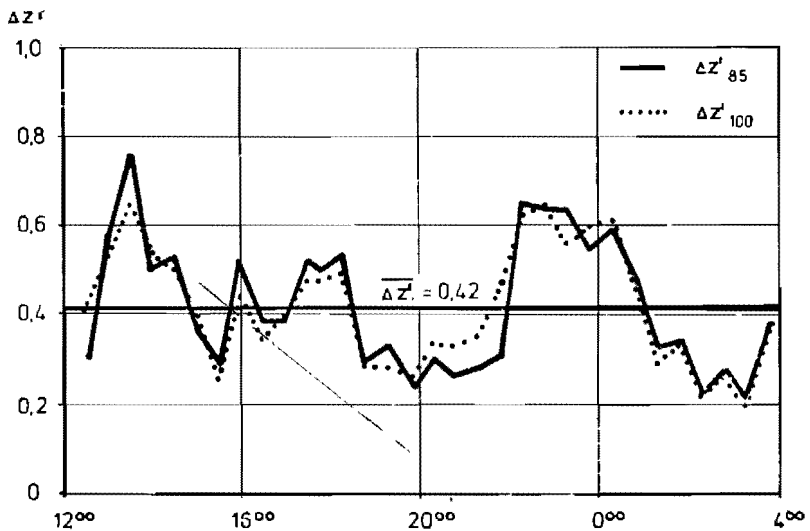


Abb. 36: Bezogener Brandungsstau  $\Delta z' = \Delta Z / H_{m_0}$

Tab. 11: Brandungsschau  $\Delta Z$  und bezogener Brandungsschau  $\Delta Z' = \Delta Z/H_{m0}$

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Messung Nr.	Meßzeit (HL) $T_R=600s$ (Histogramme, I.A.)	Tidepegel List (SWL) NN+...m	Mittlerer Wasserstand während $T_R$ (MRL) NN+...m	Brandungs- schau $\Delta Z$ [m]	Wellenhöhen $H_{m0,100}=4G$ $H_{m0,85}=4G$ [m]		Bezogener Brandungsschau $\Delta Z'_{100}$ [-] $-\Delta Z/H_{m0,100}$	$\Delta Z'_{85}$ [-] $-\Delta Z/H_{m0,85}$
1	12 <sup>25</sup>	0,85	1,25	0,40	0,98	1,30	0,408	0,308
2	12 <sup>55</sup>	1,25	1,80	0,55	1,03	0,95	0,534	0,579
3	13 <sup>25</sup>	1,60	2,40	0,80	1,23	1,05	0,650	0,762
4	13 <sup>55</sup>	1,85	2,63	0,78	1,43	1,55	0,545	0,503
5	14 <sup>25</sup>	2,05	2,77	0,72	1,44	1,35	0,500	0,533
6	14 <sup>55</sup>	2,18	2,90	0,72	1,82	1,98	0,396	0,364
7	15 <sup>25</sup>	2,23	2,70	0,47	1,87	1,65	0,251	0,285
8	15 <sup>55</sup>	2,25	2,98	0,73	1,63	1,40	0,448	0,521
9	16 <sup>25</sup>	2,20	2,79	0,59	1,73	1,52	0,341	0,388
10	16 <sup>55</sup>	2,13	2,81	0,68	1,78	1,76	0,382	0,386
11	17 <sup>25</sup>	2,03	2,89	0,86	1,80	1,65	0,478	0,521
12	17 <sup>43</sup>	1,93	2,87	0,94	1,93	1,89	0,487	0,497
13	18 <sup>13</sup>	1,80	2,64	0,84	1,70	1,56	0,494	0,538
14	18 <sup>43</sup>	1,65	2,14	0,49	1,70	1,67	0,288	0,293
15	19 <sup>13</sup>	1,50	1,94	0,49	1,58	1,34	0,278	0,328
16	19 <sup>43</sup>	1,30	1,71	0,41x	1,58	1,73	0,259	0,237
17	20 <sup>13</sup>	1,18	1,59	0,41	1,21	1,35	0,339	0,304
18	20 <sup>43</sup>	1,10	1,47	0,37	1,11	1,41	0,333	0,262
19	21 <sup>13</sup>	1,00	1,40	0,40	1,12	1,43	0,357	0,280
20	21 <sup>43</sup>	0,94	1,45	0,51	1,13	1,65	0,451	0,309
21	22 <sup>13</sup>	0,95	1,77	0,82	1,32	1,26	0,621	0,651
22	22 <sup>43</sup>	1,03	1,94	0,91	1,42	1,43	0,641	0,636
23	23 <sup>13</sup>	1,20	2,05	0,85	1,53	1,34	0,556	0,634
24	23 <sup>43</sup>	1,44	2,39	0,95	1,60	1,75	0,594	0,543
25	0 <sup>13</sup>	1,74	2,85	1,11	1,80	1,88	0,617	0,590
26	0 <sup>43</sup>	2,06	2,96	0,90	1,89	1,87	0,476	0,481
27	1 <sup>13</sup>	2,35	2,92	0,57	1,98	1,75	0,288	0,326
28	1 <sup>43</sup>	2,49	3,20	0,71	2,14	2,06	0,332	0,345
29	2 <sup>13</sup>	2,53	3,00	0,47	2,18	2,05	0,216	0,229
30	2 <sup>43</sup>	2,52	3,06	0,54	2,08	1,91	0,260	0,283
31	3 <sup>13</sup>	2,48	2,92	0,44	2,25	2,04	0,196	0,216
32	3 <sup>43</sup>	2,36	3,14	0,78	2,09	2,03	0,373	0,384
Mittelwerte		1,755	2,417	0,663	1,627	1,611	0,419	0,422
Standardabweichung		0,455	0,605	0,205	0,357	0,295	0,134	0,147

Wird der Brandungsstau in einen linearen Zusammenhang mit der vorliegenden Brandungswellenhöhe gebracht, kann allgemein geschrieben werden

$$\Delta Z = \Delta Z' \cdot H$$

Im folgenden wird der Proportionalitätsfaktor

$$\Delta Z' = \Delta Z/H$$

als bezogener Brandungsstau bezeichnet.

Im Abschnitt 9 dieser Arbeit ist die Ermittlung der Wellenhöhen an den Meßpositionen 85 m und 100 m eingehend behandelt. Im Vorgriff darauf werden an dieser Stelle die Wellenhöhen  $H_{m_0}$  an der Meßposition 85 m und 100 m als bekannt vorausgesetzt, so daß  $\Delta Z$  in Tabelle 11 errechnet und über den Untersuchungszeitraum in Abb. 36 aufgetragen werden konnte. Demnach ist festzustellen, daß der bezogene Brandungsstau  $\Delta Z'$

- a) an beiden Meßpositionen den gleichen Trend zeigt, und, da  $\overline{H_{m_0;85}} = \overline{H_{m_0;100}}$  im Mittel etwa auch gleich groß ist

$$\Delta Z'_{85} = 0,422 \approx \Delta Z'_{100} = 0,419 \text{ und}$$

- b) bei auflaufendem Wasser sein Maximum erreicht.

Im Vergleich zu den bisher aus der Literatur bekannten Ansätzen für den Brandungsstau (vergl. Abschnitt 5.4., Tab. 5) erscheint der erhaltene bezogene Brandungsstau  $\Delta Z'$  unverhältnismäßig hoch.

Um die Größenordnung zu überprüfen, wird die in Abschnitt 5.4.2. genannte Beziehung nach  $\Delta Z'$  aufgelöst

$$\Delta Z' = \frac{Z_t}{H_b} - \frac{Z_2}{H_b} - V_A + 1$$

Wird hierin für

$\frac{H_b}{Z_t} = 0,82$  als theoretische Grenzbedingung für das Brechen von Einzelwellen (vergl. Abschnitt 5.1., Tab. 2)

$\frac{H_b}{Z_2} = 1,0$  (GALVIN (1972) und FOHRBÜTER (1974)) und

$V_A = \frac{\tilde{H}}{H_b} = 0,73$  (Mittelwert aus Tab. 3, Abschnitt 5.2.)

gesetzt, so ergibt sich

$$\Delta Z' = 0,49 > 0,42.$$

Somit besteht durchaus kein Widerspruch zu den bisherigen theoretischen und experimentellen Untersuchungen.

## 9. BERECHNUNG DER WELLENHÖHEN MIT HILFE DER VARIANZANALYSE

### 9.1 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Unter der Annahme, daß der Seegang auch in der Brandungszone nach KAMPHUIS (1969) über die Meßdauer  $T_R$  als stationärer, ergodischer, stochastischer Prozeß angesehen werden kann, ist die Varianz (Quadrat der Standard-Abweichung) gleich der Fläche unter der über der Frequenz aufgetragenen Energiedichtefunktion

$$\sigma_x^2 = \int_0^{\infty} G_{xx}(f) df$$

Die Energiedichtefunktion kann zur durchschnittlichen Wellenenergie in Beziehung gebracht werden, wenn der Brandungsprozeß als eine lineare Überlagerung von Sinusschwingungen verstanden wird. Unter dieser Voraussetzung kann die Energiedichtefunktion als ENERGIESPEKTRUM bezeichnet werden. Sind außerdem die Abweichungen vom Ruhewasserspiegel normal verteilt, entspricht die Verteilung der Wellenhöhen einer RAYLEIGH-Verteilung, und für den Fall, daß die Frequenzen

einer Wellenaufzeichnung nur ein schmales Frequenzband umfassen, so ist nach LONGUET-HIGGINS (1952) für eine charakteristische Wellenhöhe  $H_{m_0}$  die Beziehung

$$H_{m_0} = 4 \sigma = H_{Z,1/3}$$

Daneben gibt KAMPHUIS (1969) für eine mittlere Wellenhöhe

$$\bar{H} = 2,5 \sigma = \bar{H}_Z$$

an.

## 9.2 DATENMATERIAL UND VARIANZGENAUIGKEIT

Für die Anwendung der oben genannten Beziehungen zwischen den statistischen Parametern der Varianzanalyse und der Nulldurchgangsmethode sind im vorliegenden Falle die aufgeführten Voraussetzungen tatsächlich aber nur teilweise erfüllt. Einerseits wurde bereits unter Abschnitt 7 bemerkt, daß in der Brandungszone eine Übereinstimmung der Wellenhöhenverteilung mit der RAYLEIGH-Verteilung nicht zu erwarten ist und darüber hinaus zeigen nicht nur Brandungswellenaufzeichnungen eine erhebliche Schwankungsweite im Frequenzbereich. Losgelöst von der Nulldurchgangsmethode wird aber heute insbesondere die charakteristische Wellenhöhe

$$H_{m_0} = 4 \sigma$$

allgemein im Zusammenhang mit der automatischen Datenverarbeitung von Wellenaufzeichnungen verwendet. Wegen der erheblichen Vorteile, die sich dazu bei Einsatz von elektronischen Analysiergeräten ergeben (größere Genauigkeit, größere Vertrauenswürdigkeit und wirtschaftlicherer Einsatz) ist anzunehmen, daß der Parameter  $H_{Z,1/3}$  der Nulldurchgangsmethode immer mehr in den Hintergrund tritt.

Dementsprechend wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Parameter der Varianzanalyse und der Nulldurchgangsmethode nebeneinander verwendet und einander gegenübergestellt (vgl. Abschnitt 11).



Wie oben bereits erwähnt, wurden bei beiden Analysierverfahren Zahlenwerte für die Varianz  $\sigma^2$  erhalten. Da die Varianzgenauigkeit von mehreren Faktoren abhängig ist, ist im allgemeinen nicht zu erwarten, daß bei der Verwendung von verschiedenen Analysiergeräten für die Varianz desselben Prozesses auch dieselben Zahlenwerte ermittelt werden. Im vorliegenden Falle wurden für den Impulshöhenanalysator und den Fourieranalysator am Eingang etwa gleiche Filter verwendet, so daß hier eine Abweichung eigentlich nur aus der unterschiedlichen Signalabtastung resultieren kann. Die Abtastfrequenz beträgt beim Impulshöhenanalysator 20 kHz; das entspricht einem Abtastintervall von

$$\Delta t = 50 \mu s \ll 0,16 s$$

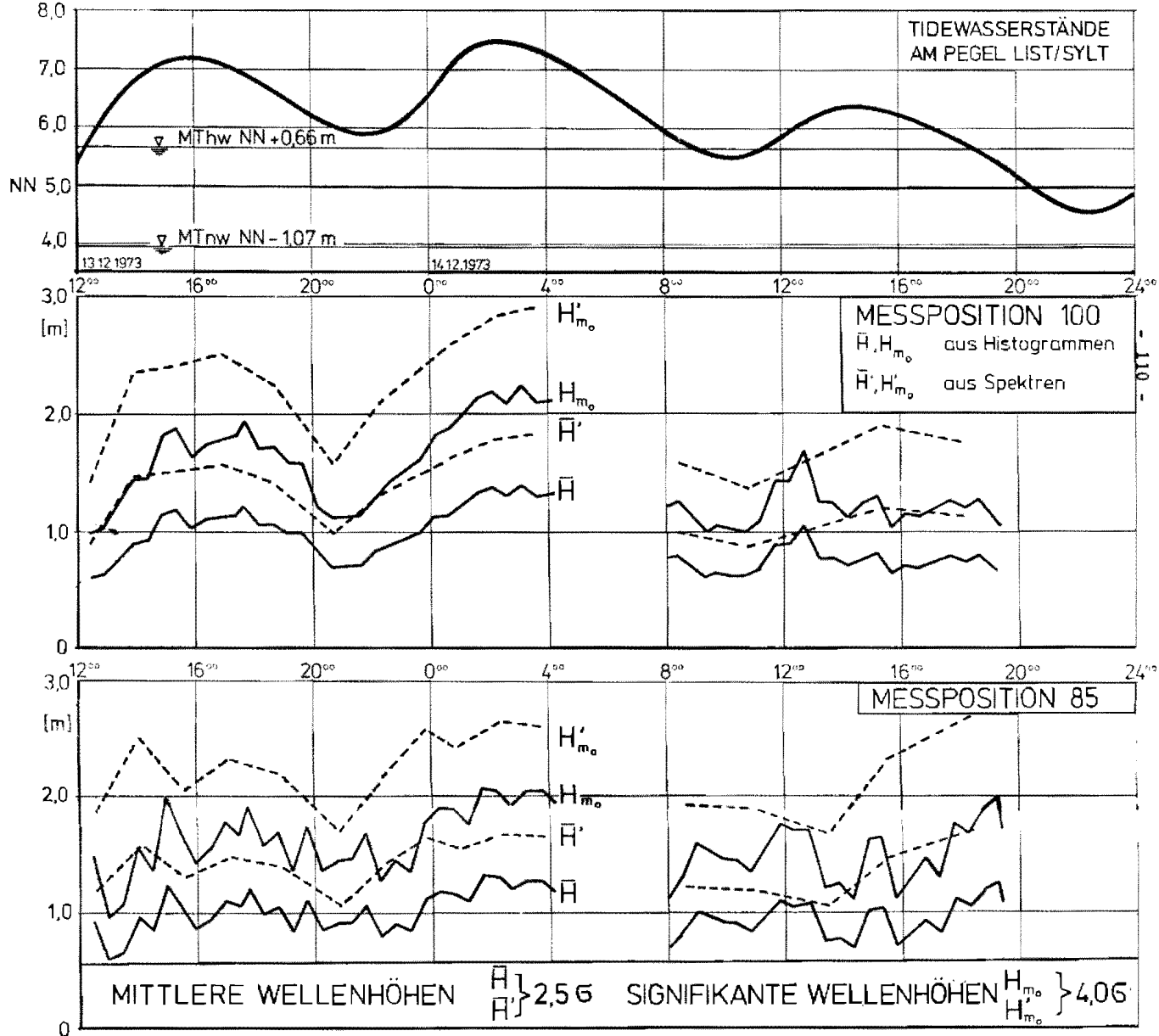
wie es für den Fourieranalysator ermittelt worden war (vgl. Abschnitt 7.2.2). Im Mittel sind die mit dem Fourieranalysator errechneten Varianzen etwa doppelt so groß wie diejenigen mit dem Impulshöhenanalysator erhaltenen. Wegen der sehr hohen Zeitauflösung des Impulshöhenanalysators können sämtliche hiermit ermittelten statistischen Größen (vgl. Abschnitt 7.1) als äußerst vertrauenswürdig angesehen werden, und deshalb wurde darauf verzichtet, weitere Genauigkeitsuntersuchungen anzustellen.

### 9.3 ENTWICKLUNG DER WELLENHÖHEN WÄHREND DES UNTERSUCHUNGSZEITRAUMES

Entsprechend den Erläuterungen über die Varianzgenauigkeit im Abschnitt 9.2 wurden für die Bestimmung der Wellenhöhen  $H_{m_0}$  und  $\bar{H}$  die mit dem Impulshöhenanalysator gewonnenen Zahlenwerte für die Standardabweichung  $\sigma$  verwendet. Zum Vergleich enthält die Abb. 37 und die Tab. 12 daneben aber auch die entsprechenden Werte nach der Auswertung mit dem Fourieranalysator.

An der Meßposition 100 m zeigen die Wellenhöhen  $H_{m_0}$  und  $\bar{H}$  über dem Untersuchungszeitraum eine deutliche Beziehung zu

80



Tab. 12: Ermittlung von Wellenhöhen unter Verwendung verschiedener Auswertmethoden

-111-

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Messung Nr.	Meßzeiten (RL) $T_R=600$ s (Histogramme, I.A.)		Wellenhöhen $H_{m_0} = 46$ [m] an Pos. 100m I.A. ( $T_R=600$ s) F.A. ( $T_R=819,2$ s)		Wellenhöhen $H = 2,56$ [m] an Pos. 100 m I.A. ( $T_R=600$ s) F.A. ( $T_R=819,5$ s)		Wellenhöhen $H_{m_0} = 46$ [m] an Pos. 85 m I.A. ( $T_R=600$ s) F.A. ( $T_R=819,5$ s)		Wellenhöhen $H = 2,56$ [m] an Pos. 85 m I.A. ( $T_R=600$ s) F.A. ( $T_R=819,5$ s)	
1	12 <sup>25</sup>	12 <sup>30</sup>	0,98	1,406	0,6125	0,879	1,30	1,8081	0,8125	1,1298
2	12 <sup>55</sup>	-	1,03	-	0,6438	-	0,95	-	0,5938	-
3	13 <sup>25</sup>	-	1,23	-	0,7688	-	1,05	-	0,6563	-
4	13 <sup>55</sup>	14 <sup>00</sup>	1,43	2,360	0,8938	1,476	1,55	2,4435	0,9688	1,5270
5	14 <sup>25</sup>	-	1,44	-	0,9000	-	1,35	-	0,8438	-
6	14 <sup>55</sup>	-	1,82	-	1,1375	-	1,98	-	1,2375	-
7	15 <sup>25</sup>	15 <sup>30</sup>	1,87	2,420	1,1688	1,514	1,65	2,0310	1,0313	1,2684
8	15 <sup>55</sup>	-	1,63	-	1,0188	-	1,40	-	0,8750	-
9	16 <sup>25</sup>	-	1,73	-	1,0813	-	1,52	-	0,9500	-
10	16 <sup>55</sup>	17 <sup>00</sup>	1,78	2,520	1,1125	1,573	1,76	2,3094	1,1000	1,4436
11	17 <sup>25</sup>	-	1,80	-	1,1250	-	1,65	-	1,0313	-
12	17 <sup>43</sup>	-	1,93	-	1,2063	-	1,89	-	1,1813	-
13	18 <sup>13</sup>	-	1,70	-	1,0625	-	1,56	-	0,9750	-
14	18 <sup>43</sup>	18 <sup>48</sup>	1,70	2,260	0,0625	1,415	1,67	2,1765	1,0438	1,3605
15	19 <sup>13</sup>	-	1,58	-	0,9875	-	1,34	-	0,8375	-
16	19 <sup>43</sup>	-	1,58	-	0,9875	-	1,73	-	1,0813	-
17	20 <sup>13</sup>	-	1,21	-	0,7563	-	1,35	-	0,8438	-
18	20 <sup>43</sup>	20 <sup>48</sup>	1,11	1,585	0,6938	0,991	1,41	1,6572	0,8813	1,0356
19	21 <sup>13</sup>	-	1,12	-	0,7000	-	1,43	-	0,8938	-
20	21 <sup>43</sup>	-	1,13	-	0,7063	-	1,65	-	1,0313	-
21	22 <sup>13</sup>	22 <sup>18</sup>	1,32	2,078	0,8250	1,299	1,26	2,1417	0,7875	1,3386
22	22 <sup>43</sup>	-	1,42	-	0,8875	-	1,43	-	0,8938	-
23	23 <sup>13</sup>	-	1,53	-	0,9563	-	1,34	-	0,8375	-
24	23 <sup>43</sup>	23 <sup>48</sup>	1,60	2,372	1,0000	1,483	1,75	2,5692	1,0938	1,6059
25	0 <sup>13</sup>	-	1,80	-	1,1250	-	1,88	-	1,1750	-
26	0 <sup>43</sup>	0 <sup>48</sup>	1,89	2,595	1,1813	1,620	1,87	2,4132	1,1688	1,5084
27	1 <sup>13</sup>	-	1,98	-	1,2375	-	1,75	-	1,0938	-
28	1 <sup>43</sup>	-	2,14	-	1,3375	-	2,06	-	1,2875	-
29	2 <sup>13</sup>	2 <sup>18</sup>	2,18	2,842	1,3625	1,776	2,05	2,6394	1,2813	1,6497
30	2 <sup>43</sup>	-	2,08	-	1,3000	-	1,91	-	1,1938	-
31	3 <sup>13</sup>	-	2,25	-	1,4000	-	2,04	-	1,2750	-
32	3 <sup>43</sup>	3 <sup>48</sup>	2,09	2,910	1,3063	1,816	2,03	2,5941	1,2688	1,6215
Mittelwerte			1,627	2,30	0,986	1,44	1,611	2,25	1,0071	1,41
Standardabweichung			0,357	0,47	0,282	0,29	0,295	0,32	0,1844	0,20

(F.A. = Fourieranalyse; I.A. = Impulshöhenanalyse; Z = Nulldurchgangsverfahren)

7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
98 [m] (819,5s)	Wellenhöhen $H_{m0} = 4G$ [m] an Pos. 85 m I.A. ( $T_R=600s$ ) F.A. ( $T_R=819,5s$ )		Wellenhöhen $H = 2,5G$ [m] an Pos. 85 m I.A. ( $T_R=600s$ ) F.A. ( $T_R=819,5s$ )		Wellenhöhen $H_z$ [m] an Pos. 100m $H_{z,1/3}$ $H_z$		Wellenhöhen $H_z$ [m] an Pos. 85 m $H_{z,1/3}$ $H_z$		Mittlere Wassertiefen $Z_3$ [m] während $T_R$ Pos. 100m Pos. 85m		Verhältnisswerte $H_{m0}/Z_3$ Pos. 100m Pos. 85m		Verhältnisswerte $H/Z_3$ Pos. 100m Pos. 85m		Symmetriefaktor $\alpha = \Delta L/L$ Pos. 100m Pos. 85m	
079	1,30	1,8081	0,8125	1,1298	0,86	0,65	1,31	0,82	1,15	1,10	0,85	1,18	0,5326	0,7386	0,3436	<del>0,02</del>
-	0,95	-	0,5938	-	-	-	-	-	1,70	1,65	0,61	0,58	0,3787	0,3599	-	-
-	1,05	-	0,6563	-	-	-	-	-	2,30	2,25	0,53	0,47	0,3343	0,2917	-	-
476	1,55	2,4435	0,9688	1,5270	1,53	1,04	1,40	0,97	2,53	2,48	0,57	0,67	0,3533	0,3906	0,3966	<del>0,97</del>
-	1,35	-	0,8438	-	-	-	-	-	2,67	2,62	0,54	0,52	0,3371	0,3221	-	-
-	1,98	-	1,2375	-	-	-	-	-	2,80	2,75	0,65	0,72	0,4063	0,4500	-	-
514	1,65	2,0310	1,0313	1,2684	1,57	1,14	1,36	1,00	2,60	2,55	0,72	0,65	0,4495	0,4044	0,3383	<del>1,00</del>
-	1,40	-	0,8750	-	-	-	-	-	2,88	2,83	0,57	0,49	0,3538	0,3092	-	-
-	1,52	-	0,9500	-	-	-	-	-	2,69	2,64	0,64	0,58	0,3787	0,3598	-	-
573	1,76	2,3094	1,1000	1,4436	1,62	1,07	1,49	1,04	2,71	2,66	0,66	0,66	0,4105	0,4135	0,371	<del>1,04</del>
-	1,65	-	1,0313	-	-	-	-	-	2,79	2,74	0,65	0,60	0,4039	0,3764	-	-
-	1,89	-	1,1813	-	-	-	-	-	2,77	2,72	0,70	0,69	0,4355	0,4343	-	-
-	1,56	-	0,9750	-	-	-	-	-	2,54	2,49	0,67	0,63	0,4183	0,3916	-	-
619	1,67	2,1765	1,0438	1,3605	1,61	1,13	1,34	0,89	2,04	1,99	0,83	0,84	0,5208	0,5244	0,3264	<del>0,89</del>
-	1,34	-	0,8375	-	-	-	-	-	1,84	1,79	0,86	0,75	0,5367	0,4679	-	-
-	1,73	-	1,0813	-	-	-	-	-	1,61	1,56	0,98	1,11	0,6134	0,6931	-	-
-	1,35	-	0,8438	-	-	-	-	-	1,49	1,44	0,81	0,94	0,5076	0,5860	-	-
791	1,41	1,6572	0,8813	1,0356	1,15	0,81	1,32	0,87	1,37	1,32	0,81	1,07	0,5064	0,6677	0,2814	<del>0,865</del>
-	1,43	-	0,8938	-	-	-	-	-	1,30	1,25	0,86	1,14	0,5385	0,7150	-	-
-	1,65	-	1,0313	-	-	-	-	-	1,35	1,30	0,84	1,27	0,5232	0,7933	-	-
899	1,26	2,1417	0,7875	1,3386	1,41	0,97	1,25	0,83	1,67	1,62	0,79	0,78	0,4940	0,4861	0,3114	<del>0,83</del>
-	1,43	-	0,8938	-	-	-	-	-	1,84	1,79	0,77	0,80	0,4823	0,4993	-	-
-	1,34	-	0,8375	-	-	-	-	-	1,95	1,90	0,78	0,71	0,4905	0,4408	-	-
483	1,75	2,5692	1,0938	1,6059	1,80	1,22	1,65	1,09	2,29	2,24	0,70	0,78	0,4367	0,4883	0,355	<del>1,09</del>
-	1,88	-	1,1750	-	-	-	-	-	2,75	2,70	0,65	0,70	0,4091	0,4352	-	-
100	1,87	2,4132	1,1688	1,5084	1,89	1,75	1,75	1,30	2,86	2,81	0,66	0,67	0,4130	0,4159	0,300	<del>1,30</del>
-	1,75	-	1,0938	-	-	-	-	-	2,82	2,77	0,70	0,67	0,4388	0,3949	-	-
-	2,06	-	1,2875	-	-	-	-	-	3,10	3,05	0,69	0,68	0,4315	0,4221	-	-
776	2,05	2,6394	1,2813	1,6497	2,08	1,97	1,97	1,55	2,90	2,85	0,75	0,72	0,4698	0,4496	0,266	<del>1,55</del>
-	1,91	-	1,1938	-	-	-	-	-	2,96	2,91	0,70	0,66	0,4392	0,4102	-	-
-	2,04	-	1,2750	-	-	-	-	-	2,82	2,77	0,79	0,74	0,4965	0,4603	-	-
116	2,03	2,5941	1,2688	1,6215	2,04	1,37	1,77	1,27	3,14	3,09	0,67	0,66	0,4160	0,4106	0,320	<del>1,267</del>
44	1,611	2,25	1,0071	1,41	1,60	1,11	1,51	1,06	2,32	2,27	0,72	0,754	0,449	0,469	0,33	0,32
19	0,295	0,32	0,1844	0,20	0,37	0,24	0,24	0,23	0,61	0,61	0,105	0,201	0,067	0,127	0,04	0,05

den Tidewasserständen. Erwartungsgemäß sind hohe Wasserstände mit hohen Wellen verbunden und umgekehrt. Die höchsten Werte ergaben sich während des Nachthochwassers am 14.12.1973 mit

$$\max H_{m_0} = 2,25 \text{ m und}$$

$$\max \bar{H} = 1,40 \text{ m.}$$

Eine Phasendifferenz zwischen Tidekurve und dem Verlauf der Wellenhöhen ist nicht erkennbar.

Auch an Meßposition 85 m ist im Verlauf der Wasserspiegelauslenkungen noch eine Phasenbeziehung zu den Tidewasserständen auszumachen; allerdings ist die Schwankungsweite der berechneten Wellenhöhen hier wesentlich höher, was in der Hauptsache - im Gegensatz zu Position 100 m - auf das Vorhandensein von ungebrochenen, brechenden und ausbrechenden Wellen schließen läßt (vgl. Abschnitt 12.1.).

## 10. BEZIEHUNGEN ZWISCHEN WELLENHÖHEN UND WASSERTIEFEN

Die Auftragungen der Wellenhöhen in Abb. 37 zeigen die Beziehung zu den jeweils vorhandenen Wassertiefen  $Z_3$  an der Meßposition 100 m mehr und an der Position 85 m weniger deutlich. Werden die Verhältnismerte  $H_{m_0}/Z_3$  gebildet, so ergibt sich aber, daß hierfür gerade an<sup>o</sup> Meßposition 85 m über die Dauer der Ebbe größere Werte als an Position 100 m erreicht werden (vgl. Abb. 38 und Tab. 12). Während an der Meßposition 100 m diese Verhältnismerte aus 32 Einzelmessungen (Untersuchungsdauer bis zur Meßpause) in den Grenzen

$$0,52 \leq H_{m_0}/Z_3 \leq 0,98$$

schwankten, war sowohl die Streuung mit

$$0,49 \leq H_{m_0}/Z_3 \leq 1,27$$

als auch der maximal bei Niedrigwasser erreichte Wert an Position 85 m wesentlich größer; letzterer um etwa 25 %.

Es ist somit in Obereinstimmung mit FOHRBÖTER (1974) festzustellen, daß in der Brandungszone mit weiterer Annäherung an die Küste zumindest in der Brecherzone größere Werte  $H/d_b$  erwartet werden müssen. Werden die Wertepaare aus Wellenhöhen und Wassertiefen miteinander korreliert (vgl. Abb. 39), so wird deutlich, daß ein linearer Zusammenhang zwischen  $H_{m_0}$  und  $Z_3$  eher für noch nicht gebrochene Wellen (an Position 100 m mit  $r = 0,86$ ) besteht als für brechende oder gebrochene Wellen (an Position 85 m).

Dieser Sachverhalt war bereits aus Abb. 37 zu vermuten gewesen.

Als Mittelwert ergibt sich aus jeweils 32 Einzelmessungen für

$$\text{Position 100 m : } \overline{H_{m_0}/Z_3} = 0,72 \text{ mit einer}$$

$$\text{Standardabweichung S.D.} = 0,11^*$$

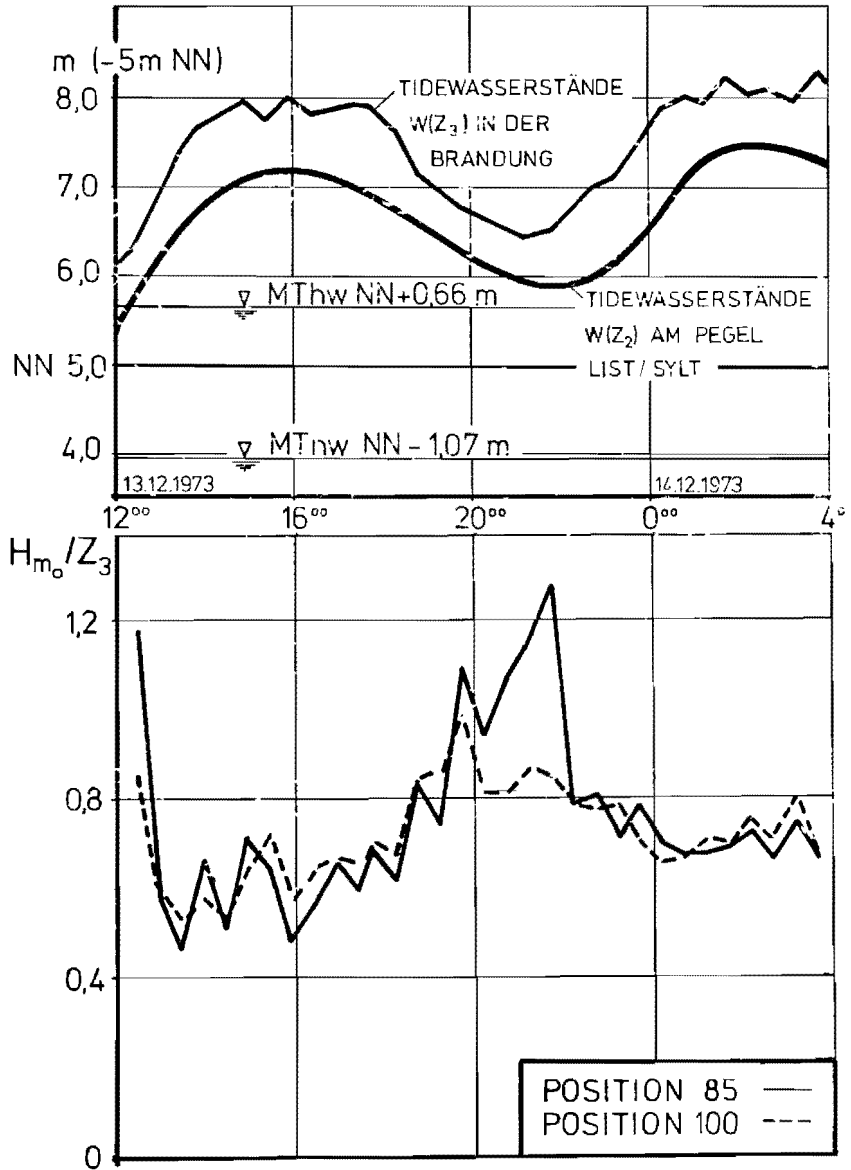


Abb. 38: Verhältnisswerte  $H_{m_0}/Z_3$

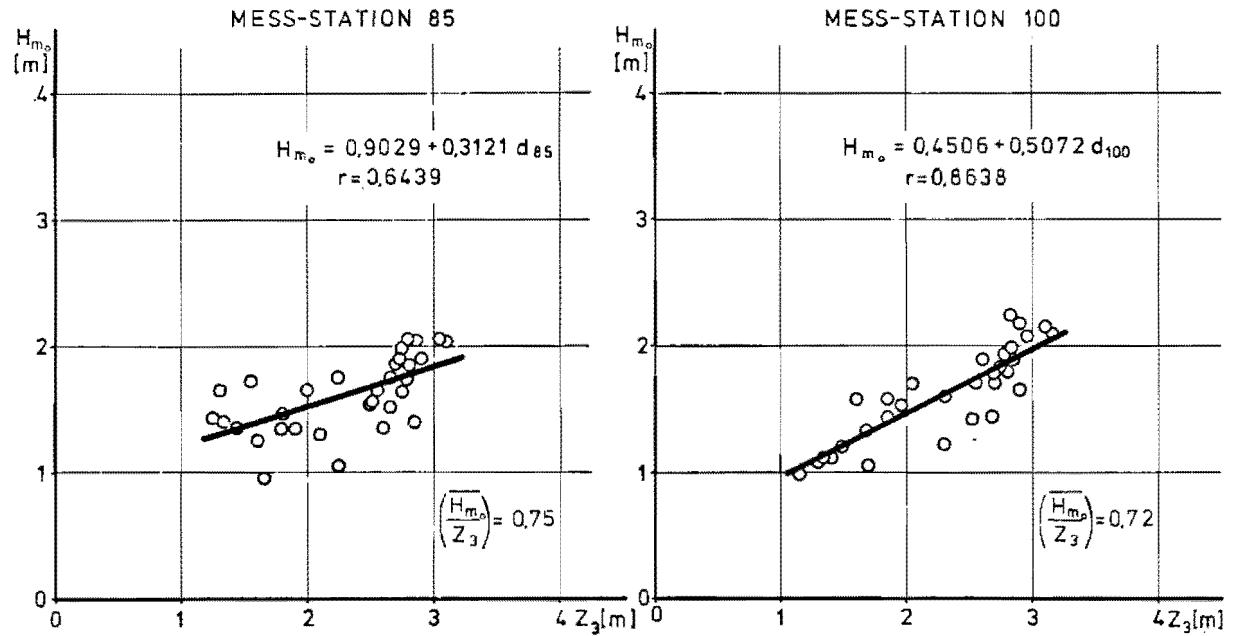


Abb. 39: Signifikante Wellenhöhe  $H_{m_0} = 4 \sigma$  über der Wassertiefe  $Z_3$



und für

Position 85 m :  $\overline{H_m/Z_3} = 0,75$  mit der  
Standardabweichung S.D. = 0,27.

Da die genannten Werte auf die Wassertiefe  $Z_3$ , in der der Brandungstau  $\Delta Z$  enthalten ist, bezogen sind, ist der unmittelbare Vergleich mit der Grenzbedingung für das Brechen von Einzelwellen nicht möglich. Die Ermittlung der entsprechenden Verhältnisswerte  $H_m/Z_t$  (vergl. Abb. 21) soll hier wie in Abschnitt 5.4.2. mit einem Ansatz für die vertikale Wellenasymmetrie  $V_A$  durchgeführt werden. Dazu werden die von ADEYMO (1966) (vergl. 4.11., Seite 32) für Strandneigungen  $1:4 \geq 1: n \geq 1:18$  ermittelten Beziehungen für die horizontale Wellenasymmetrie  $H_A$  gleichgesetzt, so daß eine Funktion  $V_A = f(H_A', \gamma = 1:n)$  erhalten wird:

$$V_A = \ln [ 1,18 - 0,86e^{\gamma/2} \tanh H_A' + \sqrt{2,39 + 0,74 e^{\gamma} \cdot \tanh^2 H_A' - 2,03 e^{\gamma/2} \tanh H_A'} ]$$

Mit

$\bar{\gamma} = \overline{1:n} = 1:40$  (vergl. Abschnitt 6.3.) und

	Pos. 100 m	Pos. 85 m
$\bar{\alpha}$	0,33	0,32

(vergl. Tab. 12)

ergeben sich bei Verwendung der Beziehung

$$H_A' = \frac{\alpha}{1-\alpha}$$

die zugehörigen Durchschnittswerte für die vertikale Wellenasymmetrie zu

	Pos. 100m	Pos. 85m
$\bar{V}_A$	0,72	0,73

Die korrigierten Verhältnisswerte  $H_s/d_b = H_{m_0}/Z_t$  können aus

$$\frac{H_b}{d_b} = \frac{H_b}{Z_t} = \frac{1}{\bar{V}_A + Z_3/H_b - 1}$$

berechnet werden:

	$\bar{V}_A$	$\min H_{m_0}/Z_t$	$\max H_{m_0}/Z_t$	$\overline{H_{m_0}/Z_t}$
Pos. 100 m	0,72	0,61	1,35	0,90
Pos. 85 m	0,73	0,56	1,93	0,94

# 11. BEZIEHUNGEN ZWISCHEN DEN PARAMETERN $\bar{H}_Z$ UND $H_{Z,1/3}$ DER NULLDURCHGANGSMETHODE UND DEN STATISTISCHEN GRÖSSEN STANDARDABWEICHUNG UND MITTLERER ABWEICHUNG

Mit der Absicht, die in Abschnitt 9.1. genannten Beziehungen zwischen den Parametern der Varianzanalyse und der Nulldurchgangsmethode zu überprüfen, wurden für den Zeitraum bis zur Meßpause (vgl. Abb. 26) die entsprechenden Wellenhöhen in der Abb. 40 einander gegenübergestellt. Bereits hier stellt sich heraus, daß die Abweichungen relativ unbedeutend sind. Dieses Ergebnis wird durch die Korrelationsrechnung (Abb. 41 und 42) allgemein bestätigt. Dabei ergibt sich jeweils für die Meßposition 100 m der Grad des Zusammenhanges (mit dem Korrelationskoeffizienten  $r > 0,9$ ) etwas höher als für die Meßposition 85 m.

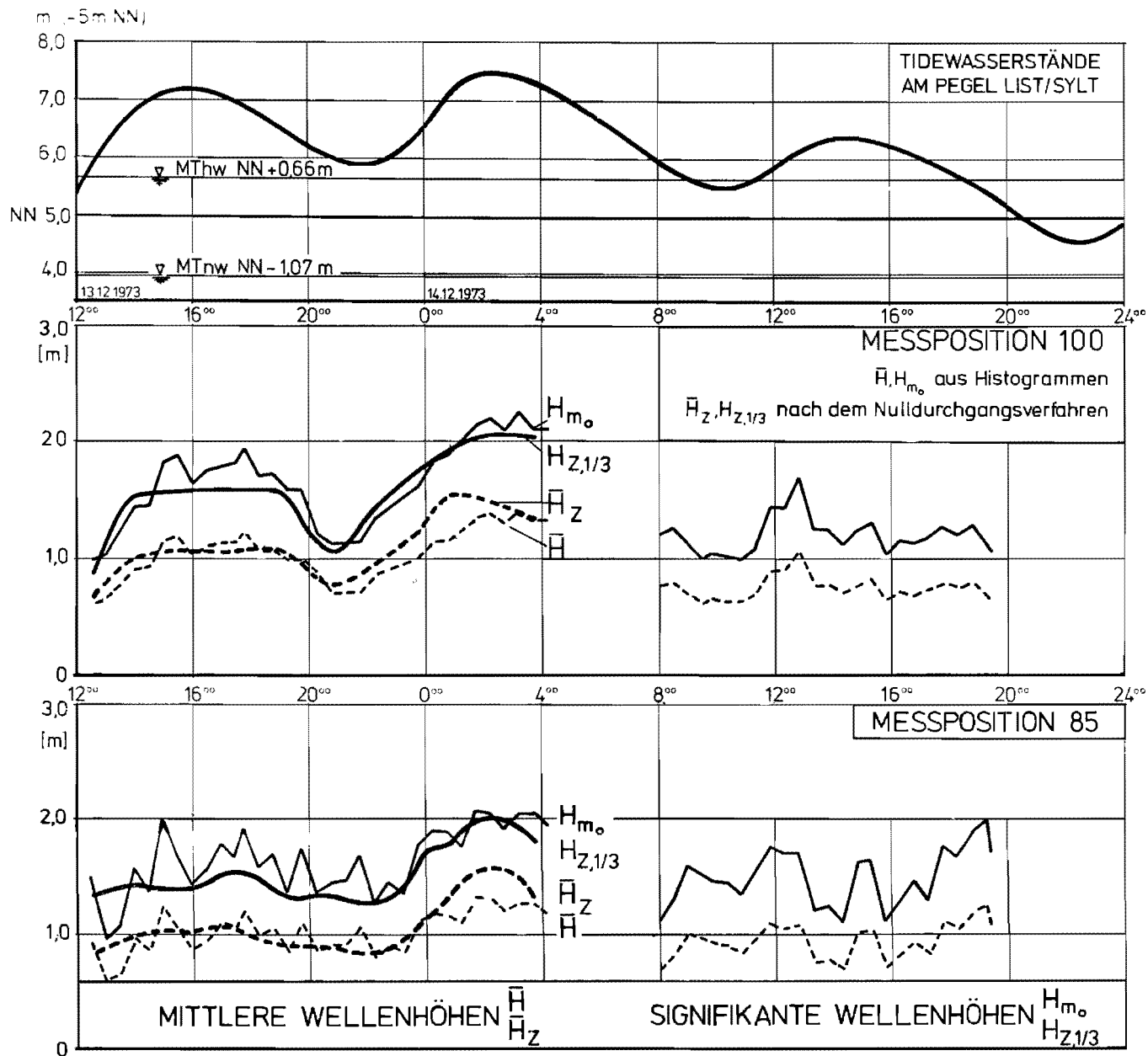
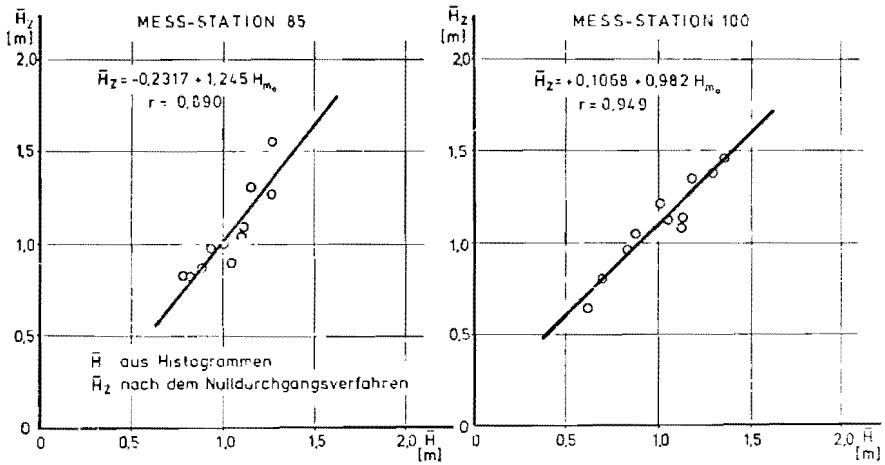
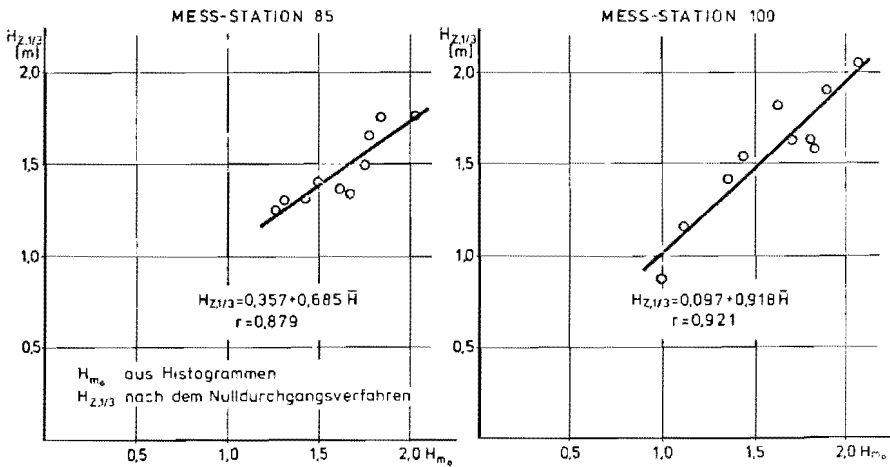


Abb. 40: Wellenhöhen nach der Varianzanalyse und nach dem Nulldurchgangsverfahren



**Abb. 41:** Korrelationen  $\bar{H}_Z = f(\bar{H})$



**Abb. 42:** Korrelationen  $H_{Z,1/3} = f(H_{m_0})$

Es muß jedoch an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß die Korrelation wegen der aufwendigen Auswertungen nach der Nulldurchgangsmethode nur 11 Wertepaare umfaßt. Dasselbe gilt für den Zusammenhang mit der MITTLEREN ABWEICHUNG M.D. (vgl. Abb. 43 und 44). Da sich aber hierfür die Korrelationskoeffizienten durchweg höher herausstellen, können mit hinreichender Sicherheit folgende Beziehung angegeben werden:

	Pos. 100 m	Pos. 85 m
$H_{Z,1/3}$	4,74 (M.D.)	4,64 (M.D.)
$\bar{H}_Z$	3,33 (M.D.)	3,20 (M.D.)

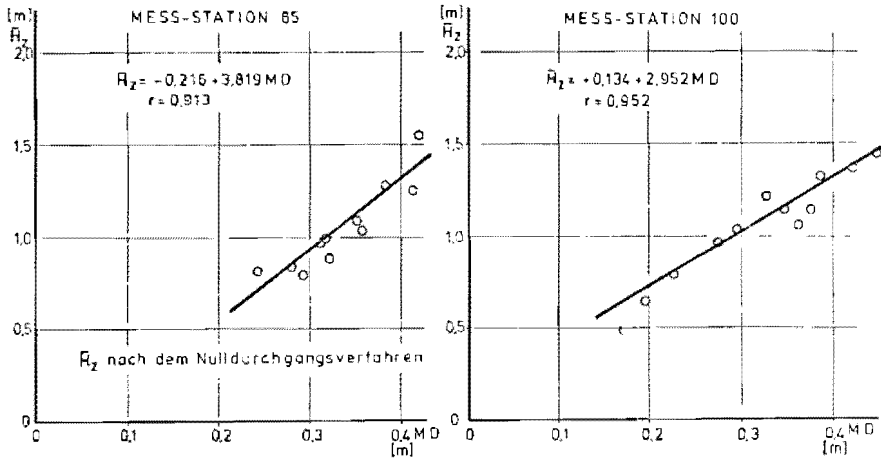


Abb. 43: Korrelationen  $\bar{R}_z = f(\text{M.D.})$

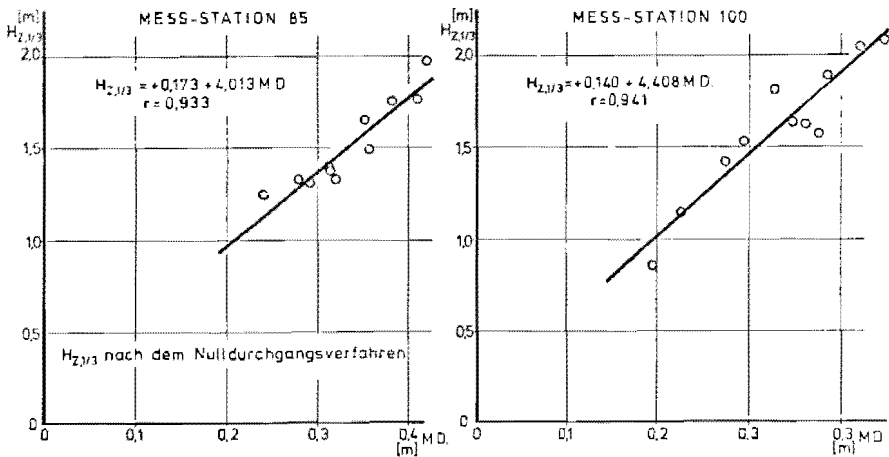


Abb. 44: Korrelationen  $H_{z,1/3} = f(\text{M.D.})$

## 12. ENERGIESPEKTREN DES BRANDUNGSSEEGANGES

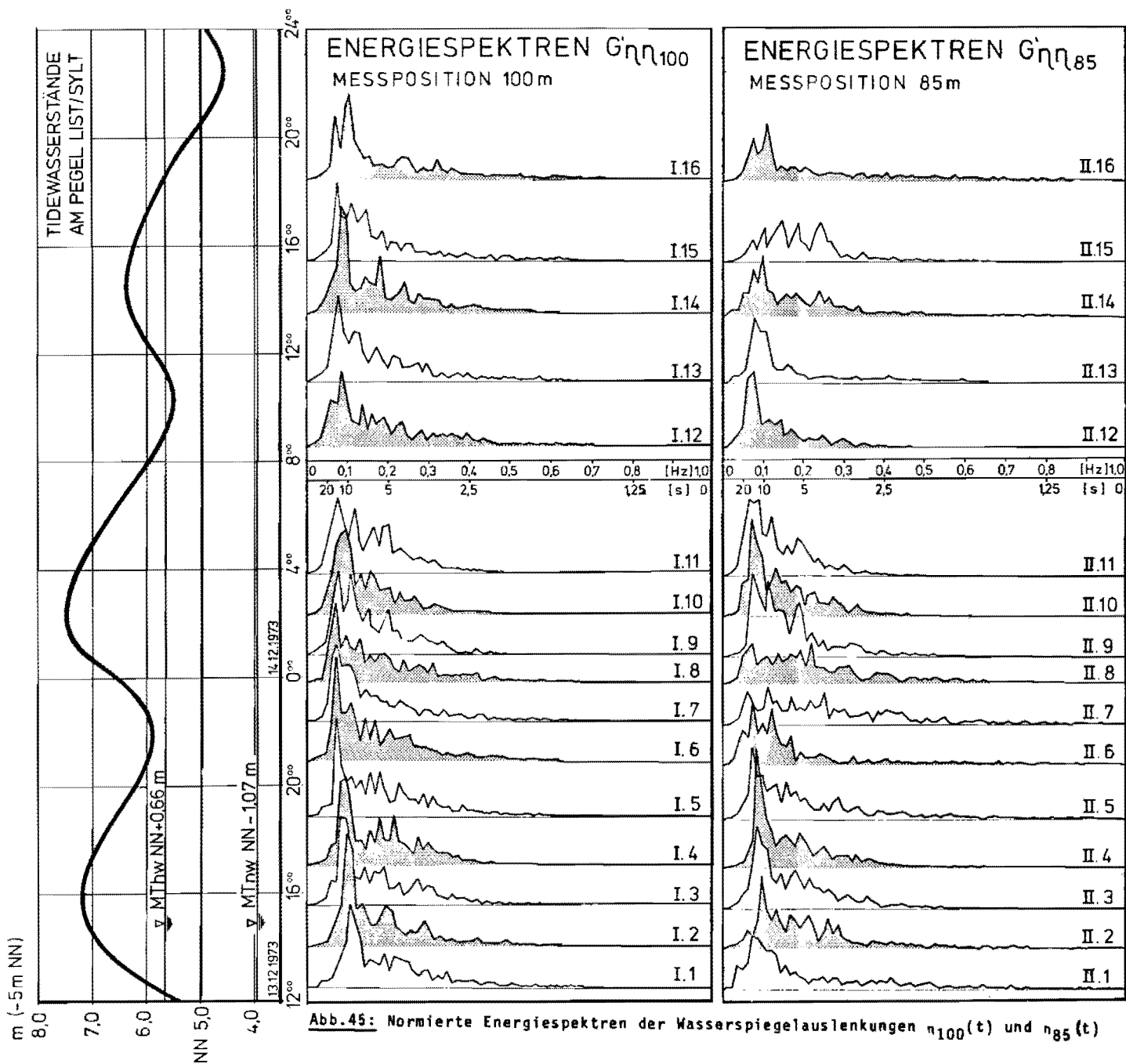
Für die Darstellung der Energiespektren  $G_{nn}(f)$  der Wasserspiegelauslenkungen  $\eta(t)$  wurde die von KAZANSKIJ und PAR-TENSKY (1974) verwendete Normierung benutzt, die von der Definition der Varianz ausgeht:

$$G'_{nn}(f) df = \frac{\int_0^T G_{nn}(f) df}{\sigma_{\eta}^2} = 1$$

Die Flächen unter den Spektren haben demnach jeweils den Wert 1, und für die Energiedichte diskreter Frequenzen müssen die entsprechenden Ordinaten des Spektrums mit der Varianz  $\sigma_{\eta}^2$  multipliziert werden. Die Formen dieser EINHEITS-SPEKTREN, wie sie für den Untersuchungszeitraum auf Abb. 45 dargestellt sind, lassen sich auf diese Weise leicht untereinander vergleichen.

Die normierten Energiespektren für die Wasserspiegelauslenkung an der Meßposition 100 m entstammen der Meßreihe II/I (vgl. Anlagen 1 bis 16) und diejenigen an der Meßposition 85 m der Meßreihe II/IV (vgl. Anlagen 49 - 64). Bezogen auf ein und dieselbe Meßposition kann hinsichtlich der Verteilung der Energiedichte über das Frequenzband aus Abb. 45 deutlich ein Bezug zum Wasserstandsverlauf abgelesen werden:

Mit abnehmender Wassertiefe verlagern sich die Spitzenwerte der Energiedichte (PEAKS) zu langwelligeren Fourierkomponenten (besonders deutlich an Pos. 100 m), und zugleich treten auch Energiedichten bei höheren Frequenzen in Erscheinung, d.h., generell sind die Energiedichten bei geringeren Wassertiefen über ein weiteres Frequenzband verteilt





In bezug auf die wasserstandsbedingte zeitliche Verlagerung der Brecherzone sind die Anlagen 1 bis 16 besser geeignet. Hierin sind für jedes Meßintervall die an den Meßpositionen 85 m und 100 m erhaltenen normierten Energiespektren untereinander und daneben in logarithmischer Darstellung auch übereinander aufgetragen. Es handelt sich dabei um Darstellungen, die mit einem Plotter gewonnen wurden. Hier ist zu beachten, daß nicht wie auf Abb. 45 in jedem Falle derselbe Maßstab gewählt werden konnte; dadurch wird der unmittelbare Vergleich erschwert.

In der logarithmischen Darstellung stellt der schwärzere Linienzug das Energiespektrum  $G'_{nn_{100}}(f)$  dar; für dies beginnt der Maßstab in der rechten oberen Ecke in jedem Falle mit  $10^0$ , während für die Spektren  $G'_{nn_{85}}(f)$  gegebenenfalls ein anderer Maßstab angegeben wurde (vgl. z.B. Anlage 7, II.7/I.7).

Insbesondere ergibt sich aus der logarithmischen Darstellung deutlich für den vertrauenswürdigen Untersuchungszeitraum:

- a) Die Wassertiefenabnahme zwischen den beiden Meßpositionen hat auch hier eine Verteilung der Energiedichte über ein weiteres Frequenzband zur Folge. Es kann daraus vermutet werden, daß seewärts der Brandungszone eventuell nur ein Wellensystem vorhanden war und sich im entsprechenden Energiespektrum die Energiedichte ursprünglich bei einem ausgeprägten Peak konzentriert hat. Diese Vermutung wird dadurch unterstützt, daß das Spektrum I.10, das bei höchstem Wasserstand erhalten wurde, dementsprechend gegenüber allen anderen auch die stabilste Form zeigt. Wie weit Reflexionserscheinungen zur Entstehung der relativ stark aufgelösten Energiespektren beigetragen haben, kann zur Zeit nicht entschieden werden.

- b) Die Beziehungen zwischen den gleichzeitig an Pos. 85 m und 100 m aufgenommenen Spektren sind bei gleichen Wassertiefenverhältnissen ähnlich. Insbesondere weisen bei hohen Wasserständen die Spitzenwerte der Energiedichte an Pos. 100 m und 85 m etwa den gleichen Betrag auf (Spektren 3,4 und 9,10,11), während die Peaks bei allen übrigen Spektren an Pos. 85 m niedriger sind als an Pos. 100 m. Eine Verlagerung der Peaks zu niedrigen Frequenzen kann dazu nur bei den Spektren 1 und 12 beobachtet werden, die beide bei relativ niedrigen Wasserständen aufgenommen wurden.

#### 12.1 VERSUCH EINER ZUORDNUNG VON ENERGIESPEKTREN UND BRANDUNGERSCHEINUNGEN UNTER VERWENDUNG ANALOGER WELLENAUFEICHNUNGEN

Zu Beginn der Messungen sind die Wellenformen an beiden Positionen relativ instabil; bei Position 100 m weniger als bei Position 85 m. Mit zunehmendem Wasserstand konzentriert sich die Energiedichte bei einem ziemlich ausgeprägten Peak (Spektren Nr. I 3 und II 3), was auf ungebrochene Wellen mit relativ scharf begrenzter Periode schließen läßt. Die Analogaufzeichnung läßt hierzu erkennen, daß es sich um ziemlich steile Wellen handelt. Das trifft auch noch auf die mit den Ziffern I 4 und II 4 bezeichneten Spektren zu. Bei den Spektren I 5 und II 5 ist bereits eine Aufgliederung mit der Verlagerung der Energiedichten zu größeren Frequenzen (aber auch zu niedrigeren) erkennbar. Diese Erscheinung dürfte für ausbrandende Schwallbrecher charakteristisch sein.

Die mit I 6 und II 6 bezeichneten Spektren zeigen unterschiedliche Formen. Es ist anzunehmen, daß die erste Brecherlinie jetzt noch weiter seewärts verlegt ist und bei Position 100 m bereits wieder eine mehr oder weniger ausgeprägte Wellenform vorhanden ist. Diese Wellen brechen dann in der Nähe der Position 85 m zum zweiten Mal. Dieser Vorgang ist mit den Spektren

I 7 und II 7 weiter zu verfolgen, wohingegen zum Zeitpunkt der Aufnahme der Spektren I 8 und II 8 sich die Brecherlinie bereits wieder weiter küstenwärts verlagert hat. An der Meßposition 100 m setzt das Brechen ein, während das Spektrum bei Position 85 m stark ausbrandende Wellen zeigt. Nach weiterem Wasserstandsanstieg sind in den Spektren I 9 und II 9 deutlich zwei Maxima zu erkennen. Die hierdurch charakterisierten Wellen sind nicht gebrochen, sondern hier handelt es sich um Doppelhöckerwellen. Es hat den Anschein, daß diese Wellenform der extremen Aufsteilung, die unmittelbar in das Wellenbrechen einmündet, vorausgeht. Ein Beispiel hierfür ist die Verformung der ersten Welle zwischen Meßposition 85 und 100 m auf Abb. 29.

Nach weiterer küstenwärtiger Verlagerung der Brecherlinie zeigen die Spektren I 10 und II 10 zum Zeitpunkt des Nachhochwassers, ähnlich wie die Spektren I 3 und II 3, wieder ausgeprägte Maxima von sehr steilen Wellen. Die Spektren I 11 und II 11 lassen sich gut mit den Spektren I 9 und II 9 vergleichen, die bei etwa gleichem Wasserstand aufgenommen wurden.

## 12.2 CHARAKTERISTISCHE WELLENPERIODEN AUS ENERGIESPEKTREN

### 12.2.1 BEZIEHUNGEN ZWISCHEN DER FREQUENZ MAXIMALER ENERGIEDICHTE UND DER DURCHSCHNITTlichen WELLENPERIODE

Neben den in Abschnitt 9.1 genannten Beziehungen zwischen der durch die Energiespektren repräsentierten Varianz und der Wellenhöhe sind von einer Reihe von Verfassern Angaben für den Zusammenhang zwischen der mittleren Wellenperiode  $\bar{T}_Z$  (nach der Nulldurchgangsmethode) und der der maximalen Energiedichte zugeordneten Frequenz  $f_p = \frac{1}{T_p}$  gemacht worden.

KAMPHUIS (1969) gibt für Energiespektren nur eines Wellensystems (mit nur einem ausgeprägten Maximum (Peak)) die Be-

ziehung

$$\frac{T_p}{T_z} = 1,4$$

an, während SIEFERT (1970) nach einem Vergleich ähnlicher linearer Angaben von ROLL (1949), NEUMANN (1953), BRETSCHNEIDER (1968), DARBYSHIRE (1957) und FREUDENTHAL (1969) zu dem Schluß gelangt, daß die Beziehung von NEUMANN am besten geeignet sei

$$\frac{T_p}{T_z} = 1,15$$

Ohne weiter auf die genannten Untersuchungen einzugehen, ist im folgenden beabsichtigt, lediglich festzustellen, welche der beiden Beziehungen für die Brandungszone eher zutrifft und wie weit ein linearer Ansatz berechtigt ist.

#### 12.2.2 VERFAHREN FÜR DIE BESTIMMUNG DER CHARAKTERISTISCHEN WELLENPERIODE $T_p$

Für die Bestimmung einer charakteristischen Wellenperiode  $T_p$  (PEAK PERIOD) kommen bei den vorliegenden Energiespektren mit mehreren Maxima verschiedene Auswertmethoden in Betracht. Einmal könnte nur die Frequenz hierfür als charakteristisch angesehen werden, bei der die Energiedichte ausgehend von der Achse  $f = 0$  Hz das erste Mal ein Maximum erreicht; unter Umständen ist dies aber nicht der absolut größte Peak (vgl. z.B. die Spektren II. 7 und II. 8; Abb. 45). Andererseits könnte nach bestimmten Gesichtspunkten für sämtliche zu vergleichenden Spektren entsprechend der Darstellung auf Abb. 46 eine Frequenzpunktzahl

$$n_1 \leq N \leq n_2$$

festgelegt werden, für die die auf die Achse  $f = 0$  Hz bezogene

mittlere Frequenz - gewichtet mit den Energiedichten  $E_i$  zwischen  $n_1$  und  $n_2$  - nach dem Schwerpunktsatz berechnet wird.

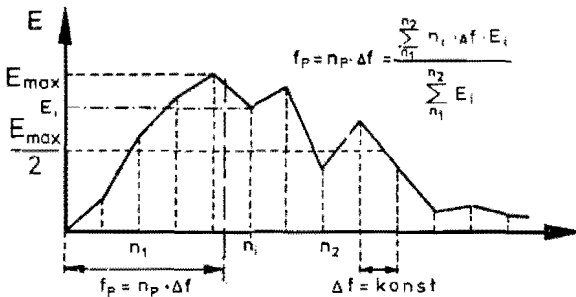


Abb. 46: Zur Bestimmung der Wellenperiode  $T_P$

Diese Methode wurde hier zunächst angewandt, und zwar bezogen auf die von PLATE (1971) in einem anderen Zusammenhang genannte HALF POWER Bandbreite.

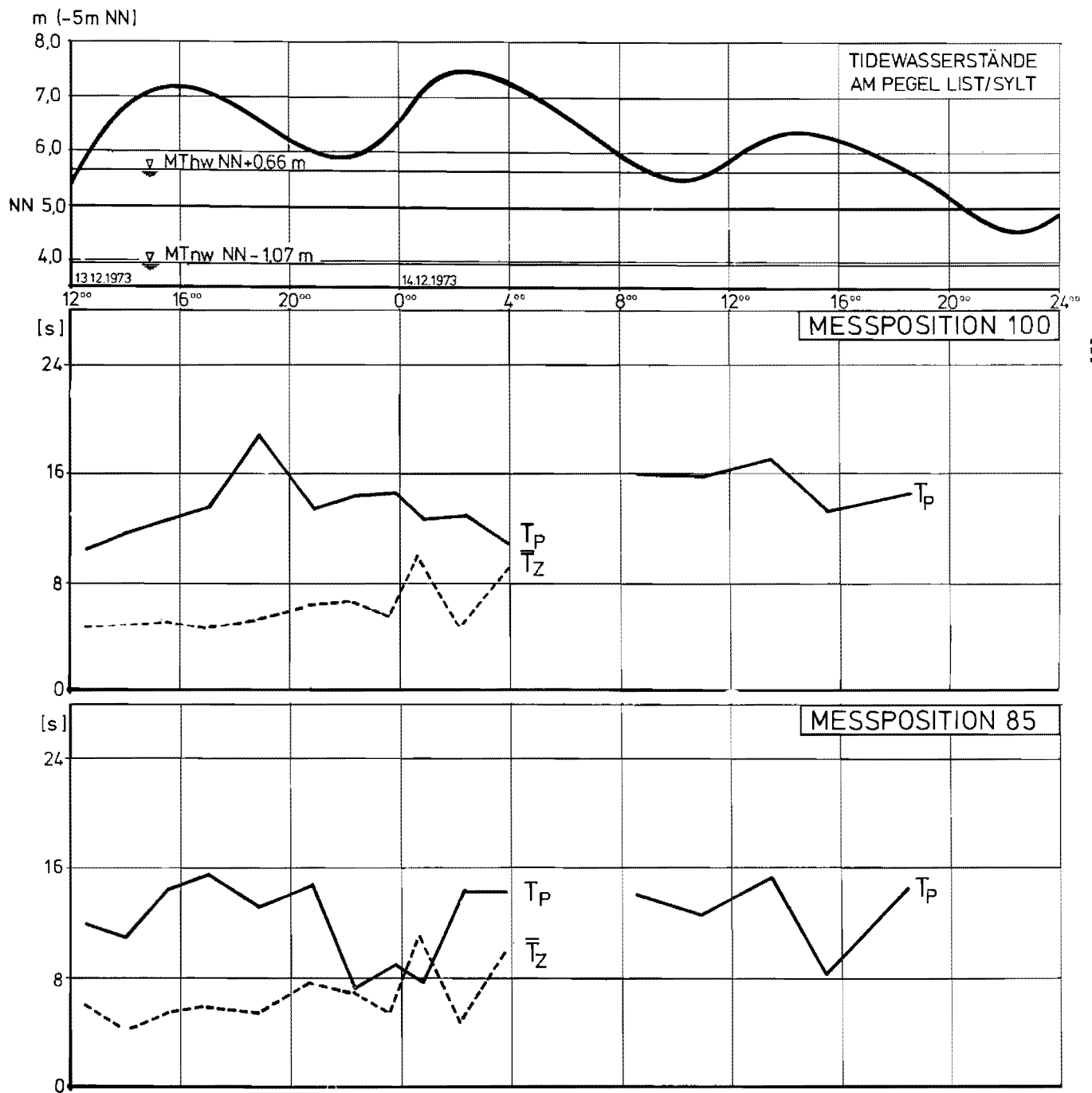
Demnach ist in dem auszuwertenden Frequenzbereich (Frequenzpunktanzahl  $n_1 \leq N \leq n_2$ )

$$E_i \geq \frac{E_{\text{max}}}{2}.$$

Wegen der teilweise stark aufgelösten Spektren wurde von dieser Bedingung in der Art abgewichen, daß bei dicht neben dem Hauptmaximum etwa vorhandenen Nebenmaxima auch dazwischliegende Werte der Energiedichte kleiner als der Hälfte des Maximalwertes bei der Bildung des gewichteten Mittels berücksichtigt wurden.

In Abb. 47 sind sowohl die auf die angegebene Art erhaltenen Perioden maximaler Energiedichte  $T_P$  als auch die nach der Nulldurchgangsmethode erhaltenen Werte  $\bar{T}_Z$  über die Meßdauer angegeben (vergl. auch Tab. 13 Spalten 4 und 5 bzw. 8 und 9).

Es stellt sich heraus, daß hier keine gute Übereinstimmung erzielt wird.



**Abb. 47:** Wellenperioden maximaler Energiedichte  $T_P$  nach Auswertung der HALF POWER BANDBREITE und mittlere Wellenperioden  $\bar{T}_Z$  nach dem Nulldurchgangsverfahren

Tab. 13: Ermittlung von Wellenperioden unter Verwendung verschiedener Auswertmethoden

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Messung Nr.	Meßzeiten (RL) $T_R=600$ s (Histogramme, I.A.)	$T_R=819,2$ s (Spektren F.A.)	Wellenperioden $T_p$ [s] Auswertung über HALF POWER BANDBREITE		Wellenperioden $T_p$ [s] Auswertung über etwa $3\Delta f$		Mittlere Wellenperioden $T_z$ [s]		Signifikante Wellenperioden $T_{z,1/3} = T_s$ [s]	
			Pos. 100 m	Pos. 85 m	Pos. 100 m	Pos. 85 m	Pos. 100 m	Pos. 85 m	Pos. 100 m	Pos. 85 m
1	12.25	12.30	10,20	12,00	10,24	14,89	4,72	5,94	5,33	7,94
4	13.55	14.00	11,47	10,90	11,70	12,60	4,70	4,14	5,57	4,77
7	15.25	15.30	12,44	14,47	13,65	16,38	5,12	5,40	5,85	6,72
10	16.55	17.00	13,42	15,63	11,70	16,38	4,50	5,77	5,48	6,35
14	18.43	18.48	18,72	13,09	20,48	18,20	5,25	5,36	6,48	6,36
18	20.43	20.48	13,14	14,80	16,38	20,48	6,11	7,57	7,72	8,44
21	22.13	22.18	14,22	7,46	20,48	23,40	6,41	6,74	7,95	8,30
24	23.43	23.48	14,34	8,78	20,48	20,48	5,61	5,48	7,69	7,97
26	0.43	0.48	12,37	7,57	20,48	16,38	9,64	11,17	12,16	12,92
29	2.13	2.16	12,58	14,29	11,70	18,20	4,48	4,88	6,62	9,75
32	3.43	3.48	10,89	14,20	27,31	20,48	8,84	9,63	11,50	11,83
Mittelwerte			13,07	12,11	(15,64) 16,78	(17,85) 17,99	5,94	6,55	(6,51) 7,49	(7,11) 8,30
Standardabweichung			2,27	3,00	(4,39) 5,44	(3,49) 3,07	1,76	2,13	(1,12) 2,35	(1,26) 2,42

Klammerwerte gelten für die Messungen 1 bis 24

Wird andererseits für die Ermittlung der Wellenperiode  $T_p$  nur ein enger Frequenzbereich (etwa  $3\Delta f$ ) berücksichtigt (vergl. Tab. 13, Spalten 6 und 7), in dem das erste Mal ein Maximum an Energiedichte erreicht wird, so kann sowohl für Pos. 85 m als auch Pos. 100 m etwa über die ersten 12 Stunden der Untersuchungsdauer ein übereinstimmender Trend mit den Werten  $T_{Z,1/3}$  festgestellt werden (vgl. Abb. 48), wenn auch die Korrelationen (vgl. Abb. 49) mit den Korrelationsfaktoren  $r = 0,758$  bzw.  $r = 0,842$  nicht besonders gut sind.

Daran anschließend ergeben insbesondere die Auswertungen der Spektren I.9 und II. 9 erhebliche Abweichungen, die darin bestehen, daß die Werte  $T_{Z,1/3}$  sehr groß werden. Diese Erscheinung steht in Übereinstimmung mit der bereits oben erwähnten Tatsache, daß während der betreffenden Meßintervalle vorzugsweise Doppelhöckerwellen aufgetreten sind. Nach der mit jeweils 8 Wertepaaren durchgeführten Korrelationsrechnung kann ein linearer Zusammenhang nur unter Vorbehalt angegeben werden:

$$\text{Pos. 100 m: } T_{Z,1/3} = T_p/2,4$$

$$\text{Pos. 85 m: } T_{Z,1/3} = T_p/2,51.$$

Diese Erscheinungen treten übrigens ebenso in der (hier nicht behandelten) Brandungsströmung auf, wie es von DETTE (1974) eingehend dargestellt wird.

### 13. WELLENVERFORMUNG IN DER BRANDUNGSZONE

Entsprechend der Analyse der Brandungserscheinungen mit Hilfe der Energiespektren (in Abschnitt 12.1) handelt es sich während des Untersuchungszeitraumes bis zur Meßpause an Meßposition 100 m im wesentlichen um ungebrochene Wellen, wohingegen je nach Wassertiefe und Wellenhöhe an Position 85 m ungebrochene, brechende und ausbrandende Wellen gemessen wur-



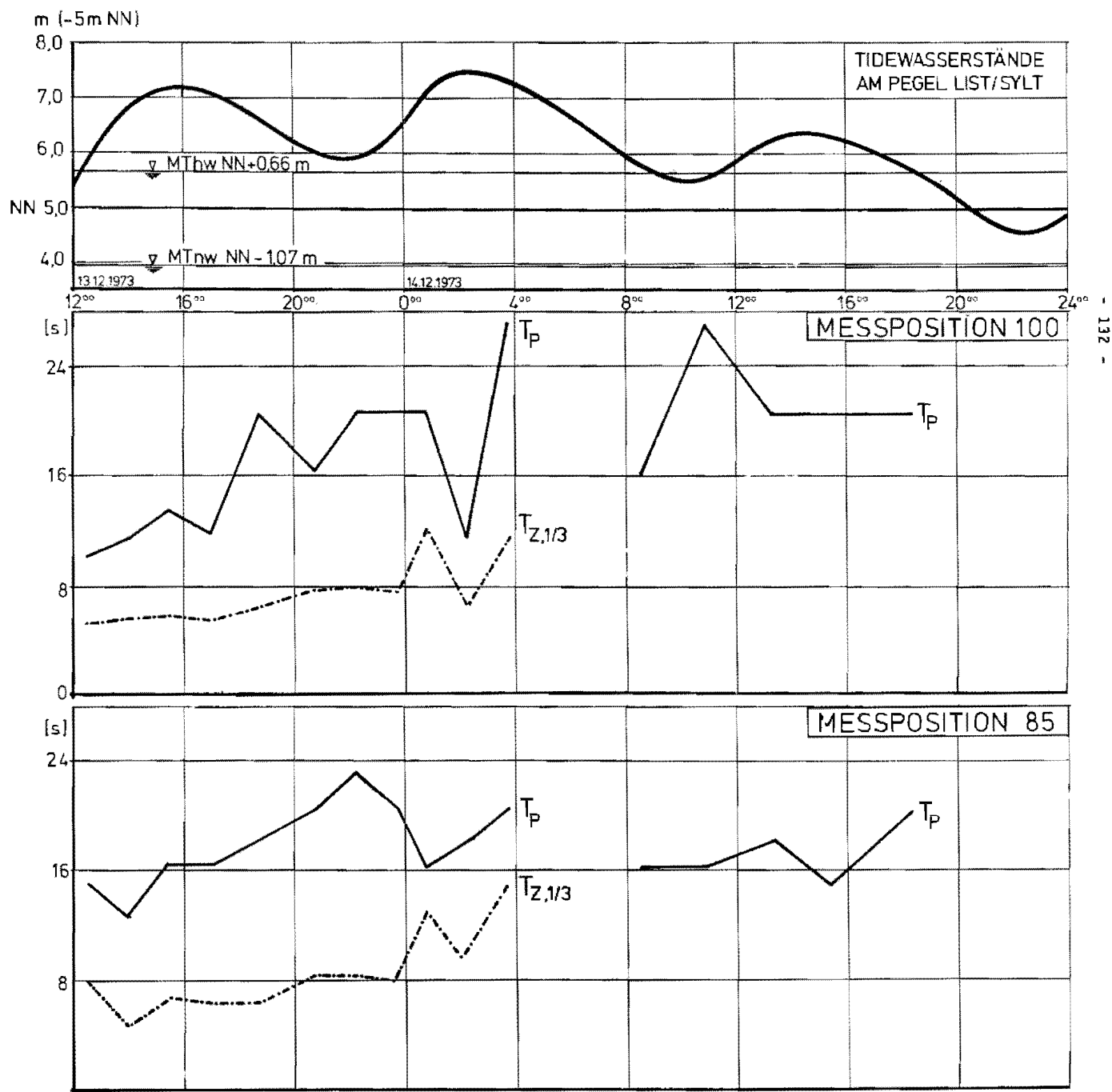


Abb.48: Wellenperioden maximaler Energiedichte  $T_P$  (Auswertung für  $3\Delta f$ ) und signifikante Wellenperiode  $T_{Z,1/3}$  der Nulldurchgangsmethode

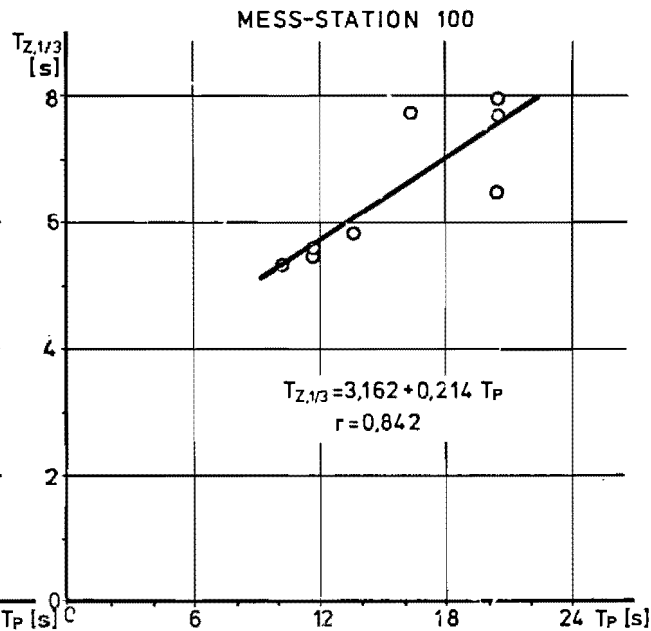
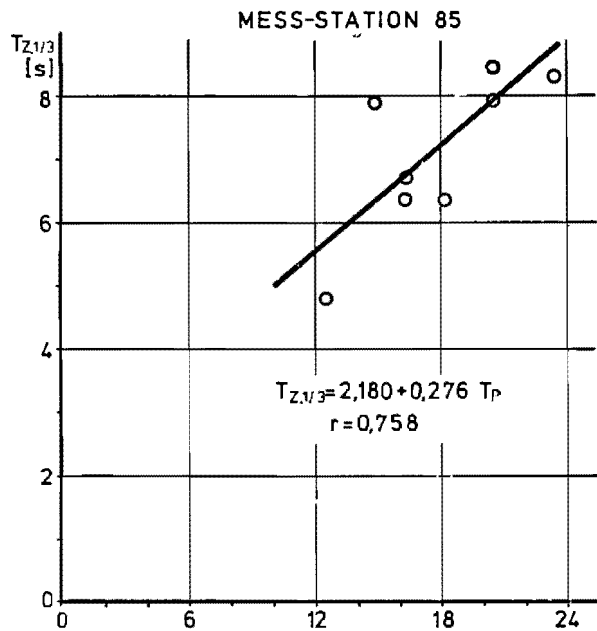


Abb. 49: Signifikante Wellenperiode  $T_{Z,1/3}$  über der Periode maximaler Energiedichte  $T_P$   
 Korrelationen  $T_{Z,1/3} = f(T_P)$

den. Als Beispiel für die Verformung der Brandungswellen zwischen den 15 m voneinander entfernten Meßpositionen enthält die Abb. 29 die betreffenden Synchronaufzeichnungen der Wasserspiegelauslenkungen.

Stellvertretend für die horizontale Wellenasymmetrie wurde aus Analogaufzeichnungen für den Untersuchungszeitraum bis zur Meßpause der Symmetriefaktor  $\alpha$  (vgl. Abb. 16) in Tab. 11, Spalten 22 und 23 jeweils als Mittelwert von 100 Wellen etwa entsprechend den in Abb. 26 und Tab. 11 für die Ermittlung der Spektralfunktionen angegebenen Meßintervallen ausgewertet und mit den zugehörigen Verhältniswerten  $H_{m0}/Z_3$  bzw.  $H_{Z,1/3}/Z_3$  korreliert (vgl. Abb. 50 und 51).

Während die Korrelation an Pos. 100 m in beiden Fällen einen linearen Zusammenhang noch relativ deutlich erkennen läßt, ist an Pos. 85 m die veränderte Neigung der Regressionsgeraden neben den niedrigen Korrelationskoeffizienten ein sicheres Indiz dafür, daß dieser Zusammenhang hier vollständig verlorengegangen ist.

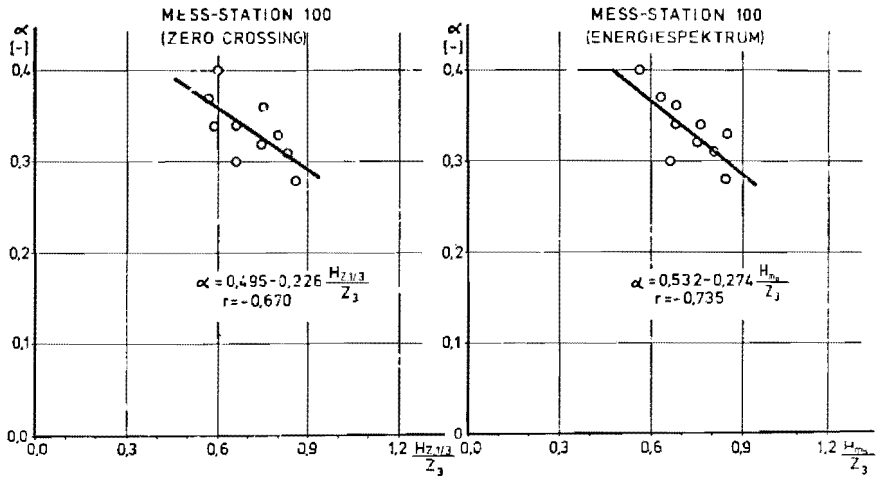


Abb. 50: Symmetriefaktor  $\alpha$  über der bezogenen Wellenhöhe  $H_{Z,1/3}/Z_3$  bzw.  $H_{m_0}/Z_3$

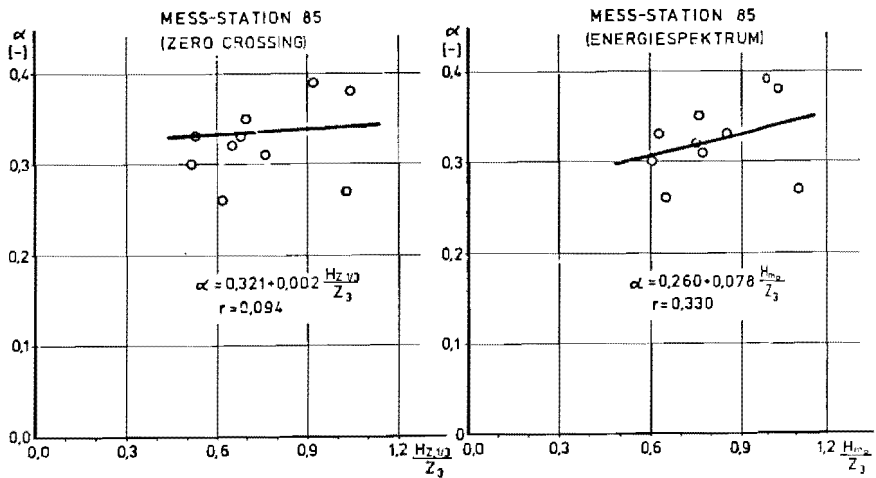


Abb. 51: Symmetriefaktor  $\alpha$  über der bezogenen Wellenhöhe  $H_{Z,1/3}/Z_3$  bzw.  $H_{m_0}/Z_3$

#### 14. WASSERTEILCHENKINEMATIK

Stellvertretend für die Wasserteilchenkinematik im Brandungsgebiet wurden die Orbitalgeschwindigkeiten insbesondere im Hinblick auf die küstennormale Sedimentbewegung in Bodennähe gemessen. Hierzu war der 2-Komponenten-Strömungsmesser an Pos. 85 m derart ausgerichtet, daß sein Achsenkreuz im Uhrzeigersinn um den Winkel  $\gamma = 25^\circ$  gegen die Küstennormale gedreht war und die positive x-Achse mit der Nordrichtung den Winkel  $\delta = 130^\circ$  bildete (vgl. Abb. 52). Auf diese Weise konnten vorteilhaft die Aufzeichnungen beider Komponenten

- a) unabhängig voneinander für die Ermittlung der küstennormalen Geschwindigkeitskomponente  $u_n(t)$  verwendet werden. (Da beide Meßsysteme elektrisch voneinander getrennt sind, stellen die Aufzeichnungen der einen Komponente in diesem Falle die Kontrollmessung für die andere dar) und
- b) für die Berechnung der resultierenden Strömungsrichtung und -geschwindigkeit herangezogen werden.

Da das vorliegende Meßmaterial für beide Strömungskomponenten die gleiche Qualität besitzt, wurden im folgenden beide Signale  $u_x(t)$  und  $u_y(t)$  für die Analyse verwendet.

##### 14.1 ERMITTLUNG DER RESULTIERENDEN RESTGESCHWINDIGKEIT NACH BETRAG UND RICHTUNG

Im Gegensatz zu Wellenaufzeichnungen müssen bei der Analyse von Geschwindigkeitsaufzeichnungen wesentlich kurzperiodische Änderungen berücksichtigt werden. Deshalb wurde für die Ermittlung der mittleren Restgeschwindigkeiten nach Betrag und Richtung die Analysiermethode mit dem Impulshöhenanalysator in der gleichen Art wie für die Bestimmung der mittleren Wasserstände in der Brandungszone (vgl. Abschn.8.1) verwendet.

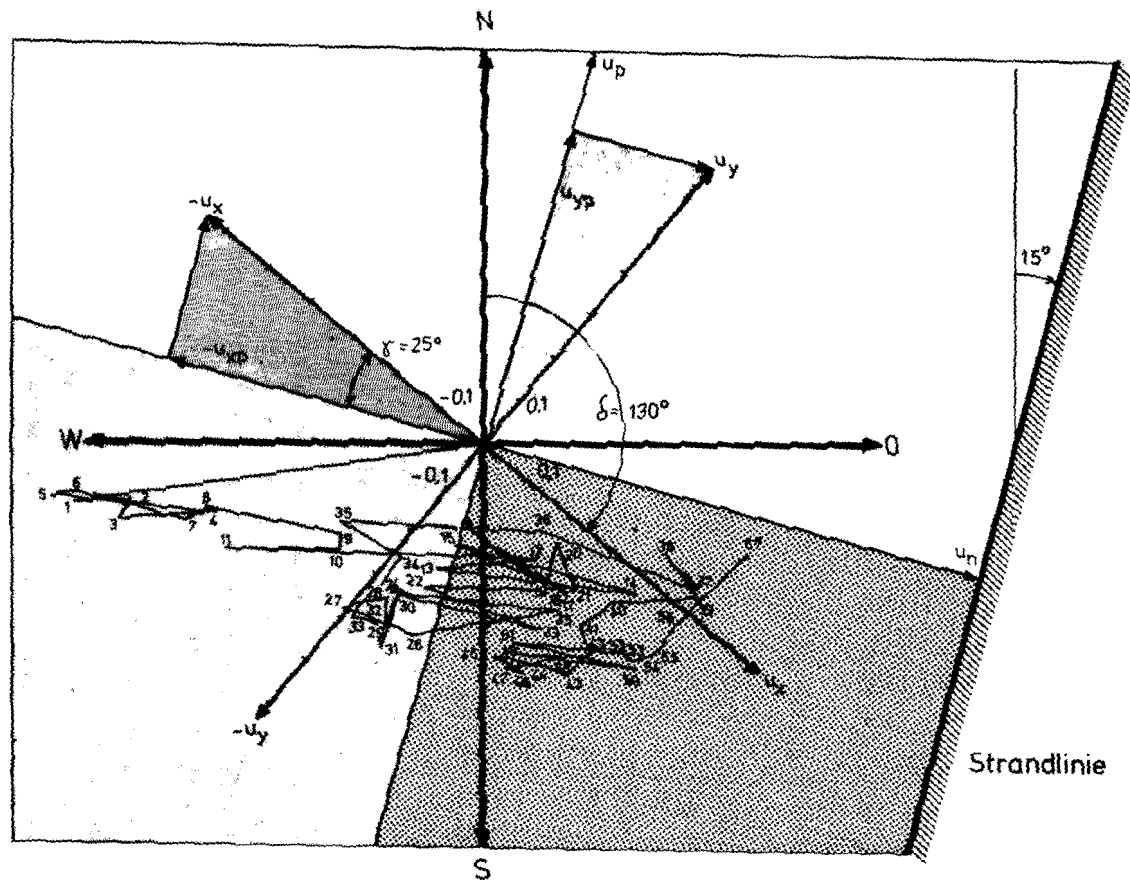


Abb. 52: Position und Koordinatensystem des Strömungsmessers

Demnach wurden in Tab. 14 aus den Histogrammen die Mittelwerte (vgl. Abschn.7.1) von  $u_x(t)$  und  $u_y(t)$  errechnet, die der jeweiligen mittleren Restgeschwindigkeit in der zugehörigen Richtung entsprechen.

Die resultierende Restgeschwindigkeit ergibt sich:

a) nach dem Betrage aus der vektoriellen Addition

$$|\overline{u_{res}}| = \sqrt{\overline{u_x}^2 + \overline{u_y}^2} \text{ und}$$

b) nach der Richtung, bezogen auf die positive x-Achse,

$$\alpha = \arctan \frac{\overline{u_y}}{\overline{u_x}}$$

Die zeitliche Änderung der resultierenden Restgeschwindigkeit (nach Betrag und Richtung) ist ebenfalls in Abb. 52 enthalten. In dieser Darstellung bezeichnen die Zahlen die Endpunkte der Restgeschwindigkeitsvektoren im Koordinatenkreuz des Strömungsmessers in der Reihenfolge der über den Untersuchungszeitraum vorgenommenen Einzelmessungen. Bereits hieraus wird deutlich, daß während des Untersuchungszeitraumes sämtliche Restgeschwindigkeitsvektoren eine Strandparallele bzw. südliche Komponente besaßen. Eine Auftragung über den Untersuchungszeitraum zusammen mit den Tidewasserständen am Pegel LIST zeigt die Abb. 53. Während im mittleren Teil der Abbildung die gemessenen mittleren Restgeschwindigkeitskomponenten  $\overline{u_x}$  und  $\overline{u_y}$  dargestellt sind, enthält der untere Teil neben der resultierenden Restgeschwindigkeit auch die daraus errechnete küstennormale mittlere Restgeschwindigkeit  $\overline{u_n}$  und die küstenparallele mittlere Restgeschwindigkeit  $\overline{u_p}$  (vgl. Tab. 14).

Wird zunächst die küstennormale Strömungskomponente  $\overline{u_n}$  betrachtet, so ist hieraus eine Beziehung zu den Wassertiefen insofern abzulesen, daß offenbar nur bei sehr hohen Wasserständen seewärtige Restgeschwindigkeiten aufgetreten sind.

Tab. 14: Mittlere resultierende Bodennahe Restgeschwindigkeiten  $|\overline{u}_{res}|$  und ihre Komponenten  $\overline{u}_x$  und  $\overline{u}_y$  bzw.  $\overline{u}_n$  und  $\overline{u}_p$

1	2	3	4	5	6	7
Messung Nr.	Meßzeit $T_R=600s$ (Histogramme, I.A.)	Bodennahe mittlere Restgeschwindigkeiten				
		Komponenten		Resultierende	Komponenten	
		$\overline{u}_x$	$\overline{u}_y$	$ \overline{u}_{res} $	$\overline{u}_n$	$\overline{u}_p$
1	12 <sup>25</sup>	-0,5009	-0,5489	0,7431	-0,6859	-0,2858
2	12 <sup>55</sup>	-0,4282	-0,4768	0,6409	-0,5896	-0,2512
3	13 <sup>25</sup>	-0,4266	-0,5225	0,6745	-0,6075	-0,2933
4	13 <sup>55</sup>	-0,2972	-0,3976	0,4964	-0,4374	-0,2348
5	14 <sup>25</sup>	-0,5434	-0,5673	0,7856	-0,7322	-0,2845
6	14 <sup>55</sup>	-0,5022	-0,5356	0,7342	-0,6815	-0,2732
7	15 <sup>25</sup>	-0,3278	-0,4482	0,5553	-0,4865	-0,2677
8	15 <sup>55</sup>	-0,3161	-0,4094	0,5172	-0,4595	-0,2375
9	16 <sup>25</sup>	-0,1688	-0,2459	0,2983	-0,2569	-0,1515
10	16 <sup>55</sup>	-0,0790	-0,3137	0,3235	-0,2052	-0,2509
11	17 <sup>25</sup>	-0,2411	-0,4386	0,5005	-0,4039	-0,2956
12	17 <sup>43</sup>	0,2129	-0,0904	0,2313	0,1548	-0,1719
13	18 <sup>13</sup>	0,0805	-0,2264	0,2403	-0,0227	-0,2392
14	18 <sup>43</sup>	0,3917	-0,0281	0,3927	0,3431	-0,1910
15	19 <sup>13</sup>	0,0760	-0,1759	0,1916	-0,0055	-0,1915
16	19 <sup>43</sup>	0,2867	-0,1138	0,3085	0,2117	-0,2243
17	20 <sup>13</sup>	0,2823	-0,1135	0,3043	0,2079	-0,2222
18	20 <sup>43</sup>	0,0810	-0,1331	0,1558	0,0172	-0,1549
19	21 <sup>13</sup>	0,2458	-0,1224	0,2746	0,1710	-0,2148
20	21 <sup>43</sup>	0,2217	-0,0542	0,2282	0,1780	-0,1428
21	22 <sup>13</sup>	0,2981	-0,0970	0,3135	0,2292	-0,2139
22	22 <sup>43</sup>	0,0753	-0,2714	0,2817	-0,0465	-0,2778
23	23 <sup>13</sup>	0,2925	-0,1886	0,3480	0,1854	-0,2946
24	23 <sup>43</sup>	0,0636	-0,3306	0,3367	-0,0821	-0,3265
25	0 <sup>13</sup>	0,2996	-0,1373	0,3296	0,2135	-0,2511
26	0 <sup>43</sup>	0,1185	-0,3458	0,3655	-0,0387	-0,3635
27	1 <sup>13</sup>	-0,0046	-0,3875	0,3875	-0,1679	-0,3493
28	1 <sup>43</sup>	0,0406	-0,3153	0,3179	-0,0965	-0,3029
29	2 <sup>13</sup>	0,0739	-0,3757	0,3829	-0,0918	-0,3717
30	2 <sup>43</sup>	0,0539	-0,3036	0,3083	-0,0795	-0,2979
31	3 <sup>13</sup>	0,0927	-0,4021	0,4126	-0,0859	-0,4036
32	3 <sup>43</sup>	0,0512	-0,3654	0,3690	-0,1080	-0,3528
Mittelwerte		-0,02	-0,30	0,40	-0,14	0,26
Standardabweichung						
33	4 <sup>13</sup>	0,0133	-0,3898	0,3900	-0,1527	-0,3589
34	8 <sup>00</sup>	0,0169	-0,2540	0,2546	-0,0920	-0,2373
35	8 <sup>30</sup>	0,1324	-0,2734	0,3025	-0,2225	-0,2235



14	18	0,391	-0,0281	0,392	0,341	-0,1910
15	19 <sup>13</sup>	0,0760	-0,1759	0,1916	-0,0055	-0,1915
16	19 <sup>43</sup>	0,2867	-0,1138	0,3085	0,2117	-0,2243
--	20 <sup>13</sup>	0,2823	-0,1135	0,3043	0,2079	-0,2222
18	20 <sup>43</sup>	0,0810	-0,1331	0,1558	0,0172	-0,1549
19	21 <sup>13</sup>	0,2458	-0,1224	0,2746	0,1710	-0,2148
20	21 <sup>43</sup>	0,2217	-0,0542	0,2282	0,1780	-0,1428
21	22 <sup>13</sup>	0,2981	-0,0970	0,3135	0,2292	-0,2139
22	22 <sup>43</sup>	0,0753	-0,2714	0,2817	-0,0465	-0,2778
23	23 <sup>13</sup>	0,2925	-0,1886	0,3480	0,1854	-0,2946
24	23 <sup>43</sup>	0,0636	-0,3306	0,3367	-0,0821	-0,3265
25	0 <sup>13</sup>	0,2996	-0,1373	0,3296	0,2135	-0,2511
26	0 <sup>43</sup>	0,1185	-0,3458	0,3655	-0,0387	-0,3635
27	1 <sup>13</sup>	-0,0046	-0,3875	0,3875	-0,1679	-0,3493
28	1 <sup>43</sup>	0,0406	-0,3153	0,3179	-0,0965	-0,3029
29	2 <sup>13</sup>	0,0739	-0,3757	0,3829	-0,0918	-0,3717
30	2 <sup>43</sup>	0,0539	-0,3036	0,3083	-0,0795	-0,2979
31	3 <sup>13</sup>	0,0927	-0,4021	0,4126	-0,0859	-0,4036
32	3 <sup>43</sup>	0,0512	-0,3654	0,3690	-0,1080	-0,3528
Mittelwerte		-0,02	-0,30	0,40	-0,14	0,26
Standardabweichung						
33	4 <sup>13</sup>	0,0133	-0,3898	0,3900	-0,1527	-0,3589
34	8 <sup>00</sup>	0,0169	-0,2540	0,2546	-0,0920	-0,2373
35	8 <sup>30</sup>	-0,1084	-0,2721	0,2929	-0,2132	-0,2008
36	9 <sup>00</sup>	0,1804	-0,0559	0,1889	0,1399	-0,1269
37	9 <sup>30</sup>	0,4621	0,0384	0,4637	0,4350	-0,1605
38	9 <sup>51</sup>	0,3777	0,0531	0,3814	0,3648	-0,1115
39	10 <sup>21</sup>	0,4778	0,0321	0,4789	0,4466	-0,1728
40	10 <sup>51</sup>	0,3592	-0,0753	0,3670	0,2937	-0,2201
41	11 <sup>21</sup>	0,3512	-0,1428	0,3791	0,2580	-0,2778
42	11 <sup>51</sup>	0,3872	-0,1676	0,4219	0,2801	-0,3155
43	12 <sup>21</sup>	0,3816	-0,2283	0,4447	0,2494	-0,3682
44	12 <sup>51</sup>	0,3304	-0,2427	0,4100	0,1969	-0,3596
45	13 <sup>21</sup>	0,2541	-0,2825	0,3800	0,1109	-0,3634
46	13 <sup>51</sup>	0,3259	-0,2793	0,4292	0,1773	-0,3909
47	14 <sup>21</sup>	0,2866	-0,2797	0,4005	0,1415	-0,3746
48	14 <sup>51</sup>	0,3602	-0,2135	0,4187	0,2362	-0,3457
49	15 <sup>21</sup>	0,2837	-0,2621	0,3862	0,1464	-0,3574
50	15 <sup>51</sup>	0,4698	-0,1402	0,4903	0,3665	-0,3256
51	16 <sup>20</sup>	0,2711	-0,2383	0,3609	0,1450	-0,3305
52	16 <sup>50</sup>	0,4381	-0,1344	0,4583	0,3403	-0,3070
53	17 <sup>20</sup>	0,4561	-0,1329	0,4751	0,3572	-0,3132
54	17 <sup>50</sup>	0,4788	-0,1006	0,4893	0,3914	-0,2935
55	18 <sup>20</sup>	0,4757	-0,0877	0,4837	0,3941	-0,2805
56	18 <sup>50</sup>	0,4718	-0,0265	0,4725	0,4164	-0,2234
57	19 <sup>20</sup>	0,4961	-0,1547	0,5197	0,5150	-0,0695
Mittelwerte		0,14	-0,23	0,40	0,03	0,27
Standardabweichung		0,29	0,16	0,13	0,32	0,08

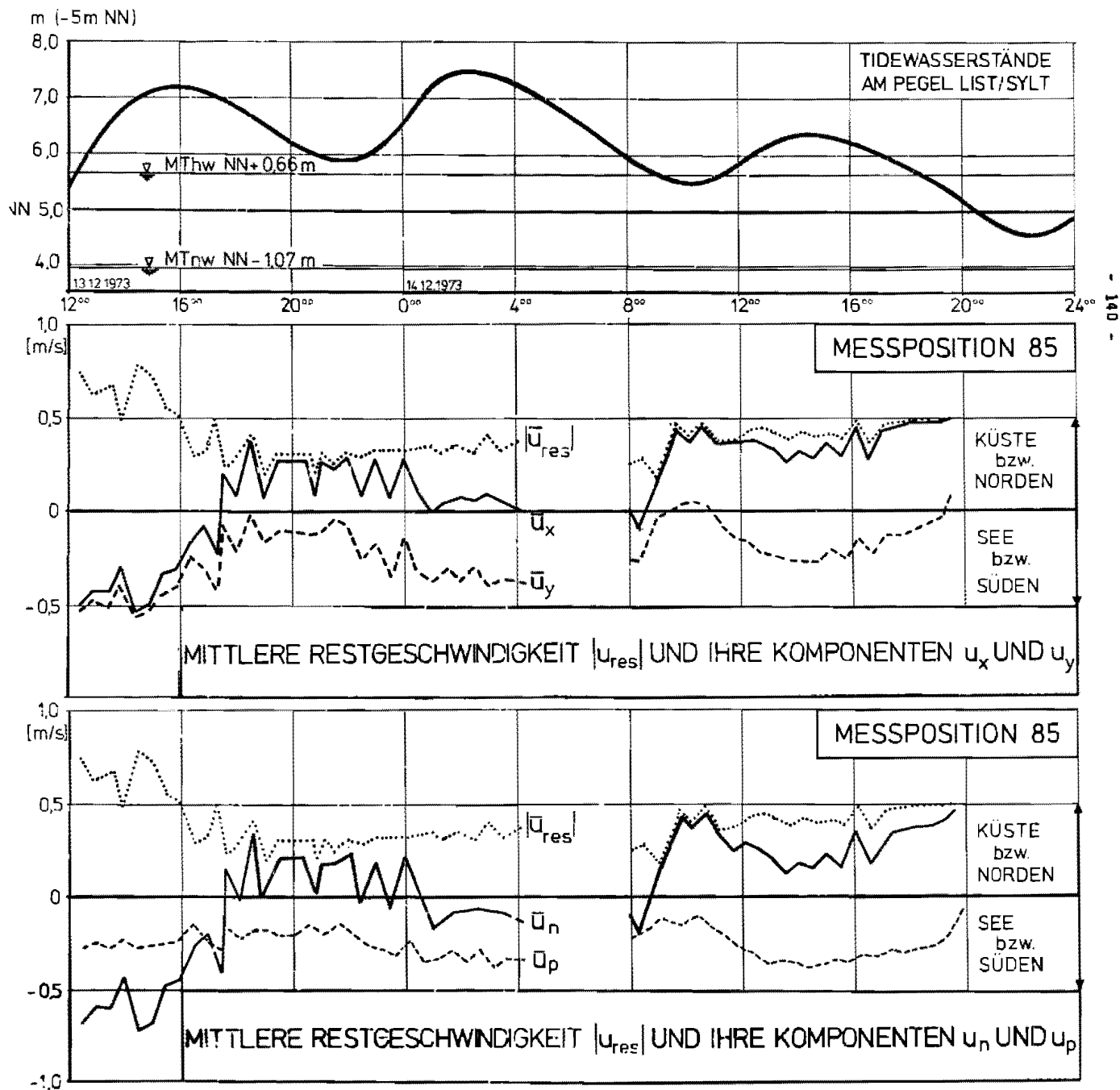


Abb. 53: Mittlere resultierende Restgeschwindigkeit  $|\bar{u}_{res}|$  und ihre Komponenten  $\bar{u}_x$  und  $\bar{u}_y$   
bzw.  $\bar{u}_n$  und  $\bar{u}_p$

Dieses Untersuchungsergebnis wird durch die Messungen von LAMPRECHT (1955) unterstützt, der festgestellt hat, daß bei hohen Wasserständen, großen Wellen und hohen Windstärken aus westlichen Richtungen der Abbruch überwiegt. Etwa in Übereinstimmung mit der Drehung der Windrichtung von WSW über W auf WNW (vgl. Abb. 25) nehmen die Restgeschwindigkeitsbeträge

- a) küstennormal in Richtung auf den Strand und
- b) küstenparallel in südlicher Richtung

zu.

Es wurden folgende Maximalbeträge für die Komponenten der mittleren Restgeschwindigkeiten (vgl. Tab. 14) erhalten:

In seewärtiger Richtung  $\max |\bar{u}_n| = 0,73 \text{ m/s}$ ,  
in küstenwärtiger Richtung  $\max |\bar{u}_n| = 0,45 \text{ m/s}$  und  
küstenparallel in südlicher Richtung  $\max |\bar{u}_p| = 0,40 \text{ m/s}$ .

Erstaunlich ist, daß über den gesamten Meßzeitraum eine küstenparallele Strömung (mit einem Mittelwert von  $\bar{u}_p = 0,27 \text{ m/s}$ ) nur in südlicher Richtung aufgetreten ist, obwohl zu Beginn der Messungen die Windstärke mit Beaufort 6 aus WSW-Richtung angegeben wurde (vgl. Abb. 25).

Dazu hat es den Anschein, daß im Mittel die Beträge der küstenparallelen Restgeschwindigkeit  $|\bar{u}_p|$  mit niedrigeren Wasserständen auch kleinere Werte annehmen.

Um allgemein die Zusammenhänge zwischen den mittleren Restgeschwindigkeiten und anderen Seegangsparemtern zu überprüfen, wurden die resultierende Restgeschwindigkeit  $|\bar{u}_{\text{res}}|$  sowie ihre Komponenten  $\bar{u}_x$ ,  $\bar{u}_y$ ,  $\bar{u}_p$  und  $\bar{u}_n$  mit den Größen

$$Z_3, H_{m0} \text{ und } H_{m0}/Z_3$$

linear korreliert. Für die insgesamt 20 durchgeführten Korre-

lationsrechnungen standen für den Zeitraum bis zur Meßpause jeweils 32 Wertepaare zur Verfügung. Die betreffenden Regressionsgeraden sind den Abb. 54 bis 61 zu entnehmen, während die Korrelationskoeffizienten in Tab. 15 zusammengestellt sind. Demnach stellt sich der Zusammenhang der Wassertiefe  $Z_3$  mit der küstenparallelen mittleren Restgeschwindigkeit (mit Korrelationskoeffizienten  $r_p = r_x = 0,6$ ) um einiges besser heraus als mit der küstennormalen Restgeschwindigkeit  $\bar{u}_n$ . Dasselbe gilt für die Abhängigkeit der mittleren Restgeschwindigkeitskomponenten von der vorliegenden Wellenhöhe  $H_{m0}$ . Dabei fällt aber auf, daß der Zusammenhang für relativ geringfügige Abweichungen von der Küstenparallelen (für die y-Richtung) offenbar vollständig verloren geht.

Andererseits sind die küstennormalen Restgeschwindigkeiten eher abhängig von dem Verhältniswert  $H_{m0}/Z_3$ .

Für die Beziehungen

$$u = f(H_{m0}/Z_3) \text{ und}$$

$$\frac{u}{\sqrt{g \cdot Z_3}} = f(H_{m0}/Z_3)$$

ergeben sich in beiden Fällen Korrelationskoeffizienten

$$r_x = r_n \geq 0,65,$$

während die Unterschiede zwischen  $r_p$  und  $r_y$  wiederum darauf hindeuten, daß Beziehungen zwischen (mehr oder weniger) küstenparallelen mittleren Restgeschwindigkeiten und einem Brecherkriterium  $H/d$  wesentlich unsicherer hergestellt werden können.

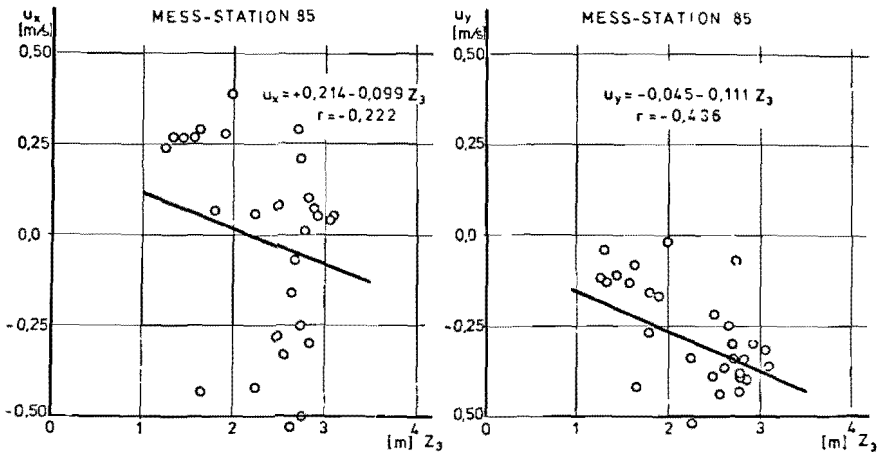


Abb.54: Korrelationen  $u_x = f(Z_3)$  und  $u_y = f(Z_3)$

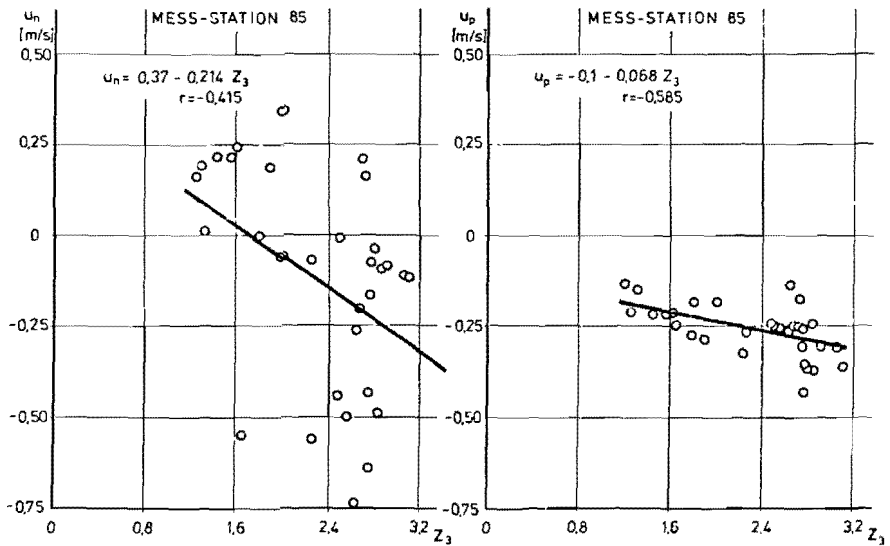
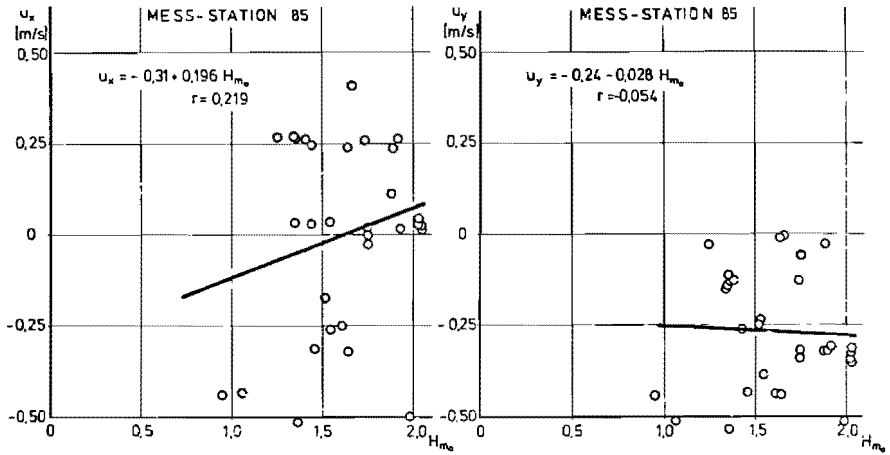
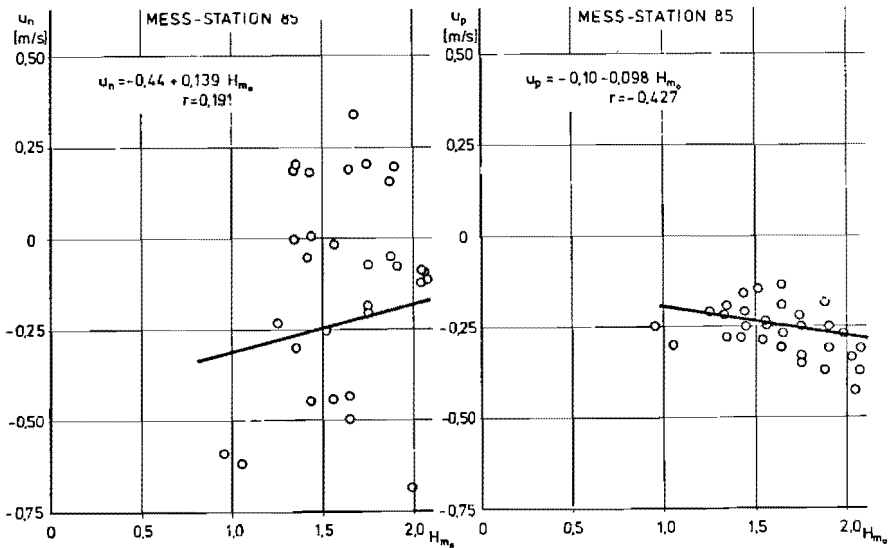


Abb.55: Korrelationen  $u_n = f(Z_3)$  und  $u_p = f(Z_3)$



**Abb. 56:** Korrelationen  $u_x = f(H_{m_0})$  und  $u_y = f(H_{m_0})$



**Abb. 57:** Korrelationen  $u_n = f(H_{m_0})$  und  $u_p = f(H_{m_0})$

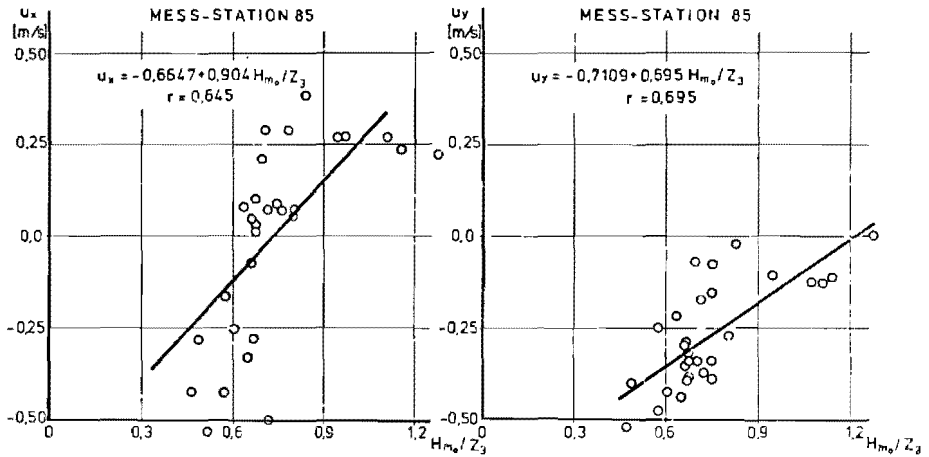


Abb. 58: Korrelationen  $u_x = f(H_{m_0}/Z_3)$  und  $u_y = f(H_{m_0}/Z_3)$

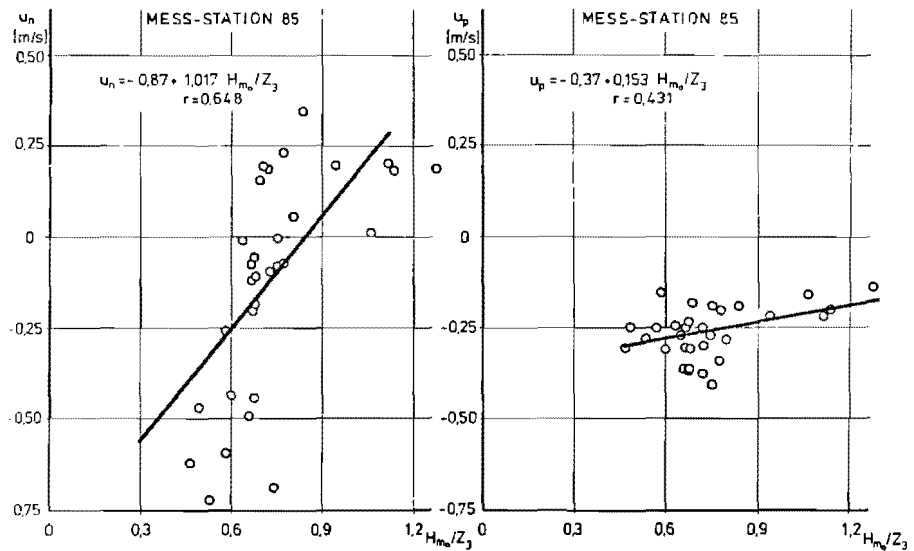


Abb. 59: Korrelationen  $u_n = f(H_{m_0}/Z_3)$  und  $u_p = f(H_{m_0}/Z_3)$

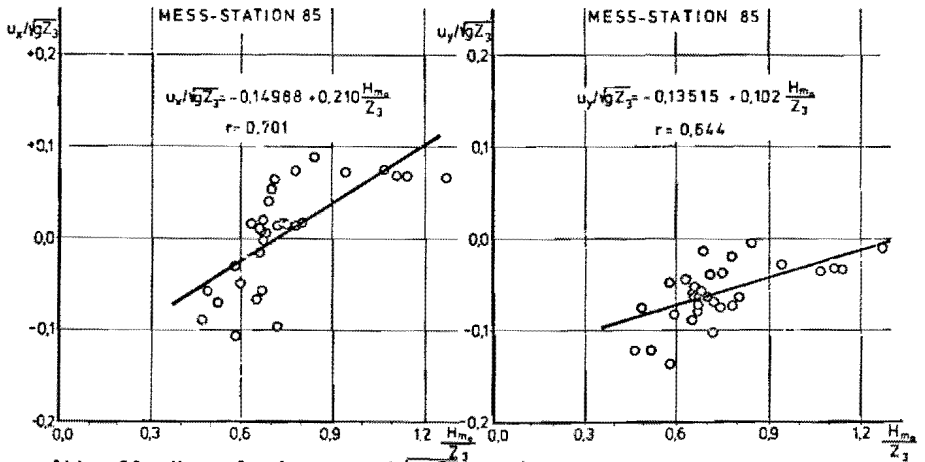


Abb. 60: Korrelationen  $u_x / \sqrt{g \cdot Z_3} = f(H_{m0} / Z_3)$  und  $u_y / \sqrt{g \cdot Z_3} = f(H_{m0} / Z_3)$

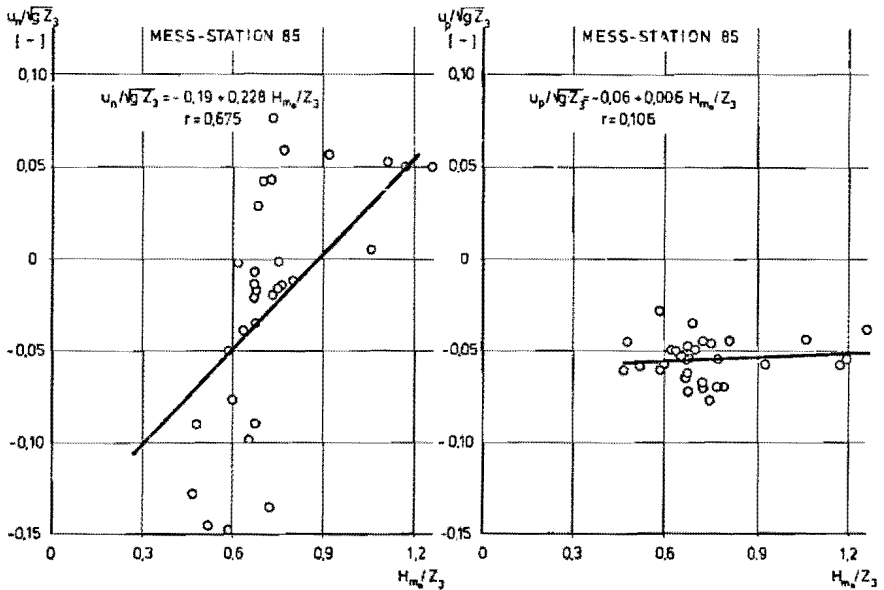


Abb. 61: Korrelationen  $u_n / \sqrt{g \cdot Z_3} = f(H_{m0} / Z_3)$  und  $u_p / \sqrt{g \cdot Z_3} = f(H_{m0} / Z_3)$



Tab. 15: Korrelationen zwischen mittleren Restgeschwindigkeiten und Seegangparametern

1	2	3	4	5	6	7	8
Nr.	Beziehung	Korrelationskoeffizienten					Relationen
		$r_{u_n}$	$r_{u_p}$	$r_{u_{res}}$	$r_{u_x}$	$r_{u_y}$	
1	$\bar{u} = f(Z_3)$	-0,41	-0,58	0,32	-0,40	-0,60	$r_{u_p} = r_{u_y} > r_{u_n} = r_{u_x}$
2	$\bar{u} = f(H_{m_0})$	0,19	0,43	-0,19	0,22	-0,05	$r_{u_n} = r_{u_x}$ ; $r_{u_p} \gg r_{u_y}$
3	$\bar{u} = f(H_{m_0}/Z_3)$	0,65	0,43	-0,56	0,65	0,70	$r_{u_n} = r_{u_x}$ ; $r_{u_y} > r_{u_p}$
4	$\frac{\bar{u}}{\sqrt{gZ_3}} = f(H_{m_0}/Z_3)$	0,67	0,11	-0,37	0,71	0,65	$r_{u_n} = r_{u_x}$ ; $r_{u_y} \gg r_{u_p}$

#### 14.2 ERMITTLUNG DER RESULTIERENDEN WELLENANLAUFRICHTUNG AUS DEN ORBITALGESCHWINDIGKEITSKOMPONENTEN $u_x(t)$ UND $u_y(t)$

Unter der Annahme, daß Änderungen der Wellenanlaufrichtung gleichsinnige und synchrone Änderungen der resultierenden horizontalen Orbitalgeschwindigkeitsrichtung bewirken, kann rückwärts aus der Richtung der resultierenden Orbitalgeschwindigkeit auf die Wellenanlaufrichtung geschlossen werden.

Die im Abschnitt 14.1 vermuteten Zusammenhänge zwischen dem Verlauf der resultierenden Restgeschwindigkeiten und der Änderung der Windrichtung während der Untersuchungsdauer sollen im folgenden näher untersucht werden.

Hierfür ist es ausreichend, nur Änderungen der Orbitalgeschwindigkeit  $u_{res}(t)$  in etwa demselben Frequenzbereich wie für die Wasserspiegelauslenkung  $\eta(t)$  zu berücksichtigen. Deshalb können für diesen Zweck beide Analysierverfahren verwendet werden.

Da es sich bei der Änderung der Wellenanlaufrichtung um einen relativ langsam ablaufenden Prozeß handelt, ist aber zu erwarten, daß bei Verwendung der Analysiermethode mit dem Impulshöhenanalysator wegen der hohen Signalauflösung eine Genauigkeit erhalten wird, durch die hinterher die Beurteilung des Ergebnisses eher erschwert wird. Zudem lassen sich Beziehungen zwischen 2 synchronen Signalen naturgemäß besser über die Spektralfunktionen (vgl. Abschnitt 7.2.1) ausdrücken.

Im vorliegenden Falle bestand die Aufgabe darin, die Signale der beiden Strömungskomponenten  $u_x(t)$  und  $u_y(t)$  derart zu verarbeiten, daß die bereits im Abschnitt 14.1 genannte Beziehung

$$\alpha = \arctan \frac{u_y(t)}{u_x(t)}$$

erhalten wurde.

Bei der Verwendung der Spektralanalyse werden derartige Beziehungen zwischen zwei Signalen über die Berechnung des Kreuzspektrums hergestellt, das der Kreuzkorrelation (im Zeitbereich) entspricht.

Wie unter Abschnitt 7.2.1 näher ausgeführt, kann mit dem Kreuzspektrum allein zwar noch keine Aussage über die relativen Beträge der beteiligten Signale getroffen werden. Hierzu sind aber die auf dem Kreuzspektrum (und dem Energiespektrum) basierenden voneinander unabhängigen Spektralbeziehungen

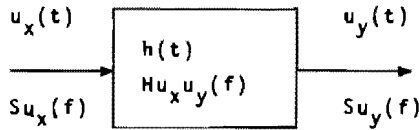
ÜBERTRAGUNGSFUNKTION  $H(f)$  und  
KOHÄRENZFUNKTION  $\gamma^2(f)$

geeignet.

Bei der synchronen Verarbeitung der beiden Orbitalgeschwindigkeitssignale  $u_x(t)$  und  $u_y(t)$  (Meßreihe III/IV) lauten diese:

$$H_{u_x u_y}(f) = \frac{S_{u_y}(f) \cdot S_{u_x}(f)^*}{S_{u_x}(f) \cdot S_{u_x}(f)^*} = \frac{G_{u_y u_x}}{G_{u_x u_x}}$$
$$\gamma^2_{u_x u_y}(f) = \frac{\overline{G_{u_y u_x}} \cdot \overline{G_{u_y u_x}}^*}{\overline{G_{u_y u_y}} \cdot \overline{G_{u_x u_x}}} = \frac{|\overline{G_{u_y u_x}}|^2}{\overline{G_{u_y u_y}} \cdot \overline{G_{u_x u_x}}}; \quad 0 \leq \gamma^2 \leq 1$$

Die Übertragungsfunktion ist demnach eine lineare Beziehung zwischen dem Energiespektrum (Autospektrum) des einen Signals und dem Kreuzspektrum beider Signale oder nach Kürzen des jeweils zugehörigen konjugiert komplexen linearen Spektrums  $S_{u_x}(f)^*$  eine Beziehung zwischen den beiden linearen Spektren  $S_{u_y}(f)$  und  $S_{u_x}(f)$ . Für das Übertragungssystem zwischen den beiden Signalen bzw. Spektren kann bei Vernachlässigung von Rauschvorgängen das nachstehende BLACK-BOX-SYSTEM angegeben werden.



Es steht der für den Frequenzbereich gültigen Funktion

$$S u_y(f) = H u_x u_y(f) \cdot S u_x(f)$$

im Zeitbereich die Beziehung

$$u_y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\tau) \cdot x(t - \tau) d\tau$$

gleichberechtigt gegenüber.

Wird vereinfacht

$$H u_x u_y(f) = \frac{u_y(t)}{u_x(t)}$$

gesetzt, kann wegen  $\tan \alpha = \frac{u_y(t)}{u_x(t)}$  (vgl. Abschnitt 14.1)

qualitativ eine eventuell vorhandene Richtungsänderung während des Untersuchungszeitraumes aus den Übertragungsfunktionen  $H u_x u_y(f)$  bestimmt werden. Die Auswertung der nach Realteil (Re) und Imaginärteil (Im) aufgespaltenen komplexen Übertragungsfunktion (vgl. Anlagen 17 bis 32) in der Gaußschen Zahlenebene gibt für diskrete Frequenzen

- a) den Faktor an, mit dem die Amplitude der Fourierkomponente des einen Signals ( $u_x(t)$ ) multipliziert werden muß, um die Amplitude der gleichfrequenten Teilschwingung des anderen Signals ( $u_y(t)$ ) zu erhalten

$$|H| = \sqrt{H_{Re}^2 + H_{Im}^2} \quad \text{und}$$

b) die Phasendifferenz zwischen den gleichfrequenten Fourierkomponenten

$$\beta = \arctan \frac{H_{Im}}{H_{Re}}$$

Während für die Bestimmung der Übertragungsfunktion nach dem Betrage  $|H|$  wiederum 2 verschiedene Auswertungen durchgeführt wurden, konnte von der numerischen Ermittlung der Phasendifferenz nach Punkt b) in diesem Falle abgesehen werden, da aus den Anlagen 17 bis 32 ziemlich klar hervorgeht, daß die Phasendifferenz zwischen den Fourierkomponenten von  $u_x(t)$  und  $u_y(t)$  für den interessierenden langwelligen Bereich im Mittel den Wert Null hat.

Da der Strömungsmesser (im Gegensatz zu den Druckmeßzellen) zu keinem Zeitpunkt gestört war, sind die Auftragungen der Übertragungsfunktion und die daraus berechneten auf die Nordrichtung bezogenen Wellenanlaufrichtungen über die gesamte Untersuchungsdauer vertrauenswürdig.

Bei den Darstellungen in Abb. 62 beziehen sich die durchgezogenen Linienzüge auf eine Auswertung über ein eng begrenztes Frequenzband, das die Frequenz für den Maximalwert der Energiedichte des Kreuzspektrums einschließt, während die unterbrochenen Linienzüge einer Auswertung über ein wesentlich breiteres Frequenzband entsprechen. Da es sich bei den Geschwindigkeitskomponenten  $u_x(t)$  und  $u_y(t)$  um zwei eng verwandte Signale handelt, wurde dementsprechend die Auswertung über einen Frequenzbereich ausgedehnt, für den die Kohärenz jeweils

$$\gamma^2 \geq 0,7$$

ist.

Bei Betrachtung der Abb. 62 ist festzustellen, daß die Wellenanlaufrichtung, wie vermutet, auf die Änderung der Windrichtung von WSW über W auf WNW (vgl. Abb. 25) reagiert hat. Allerdings tritt diese Richtungsänderung in Ufernähe nur noch gedämpft aber fast ohne Phasenverschiebung in Erscheinung.

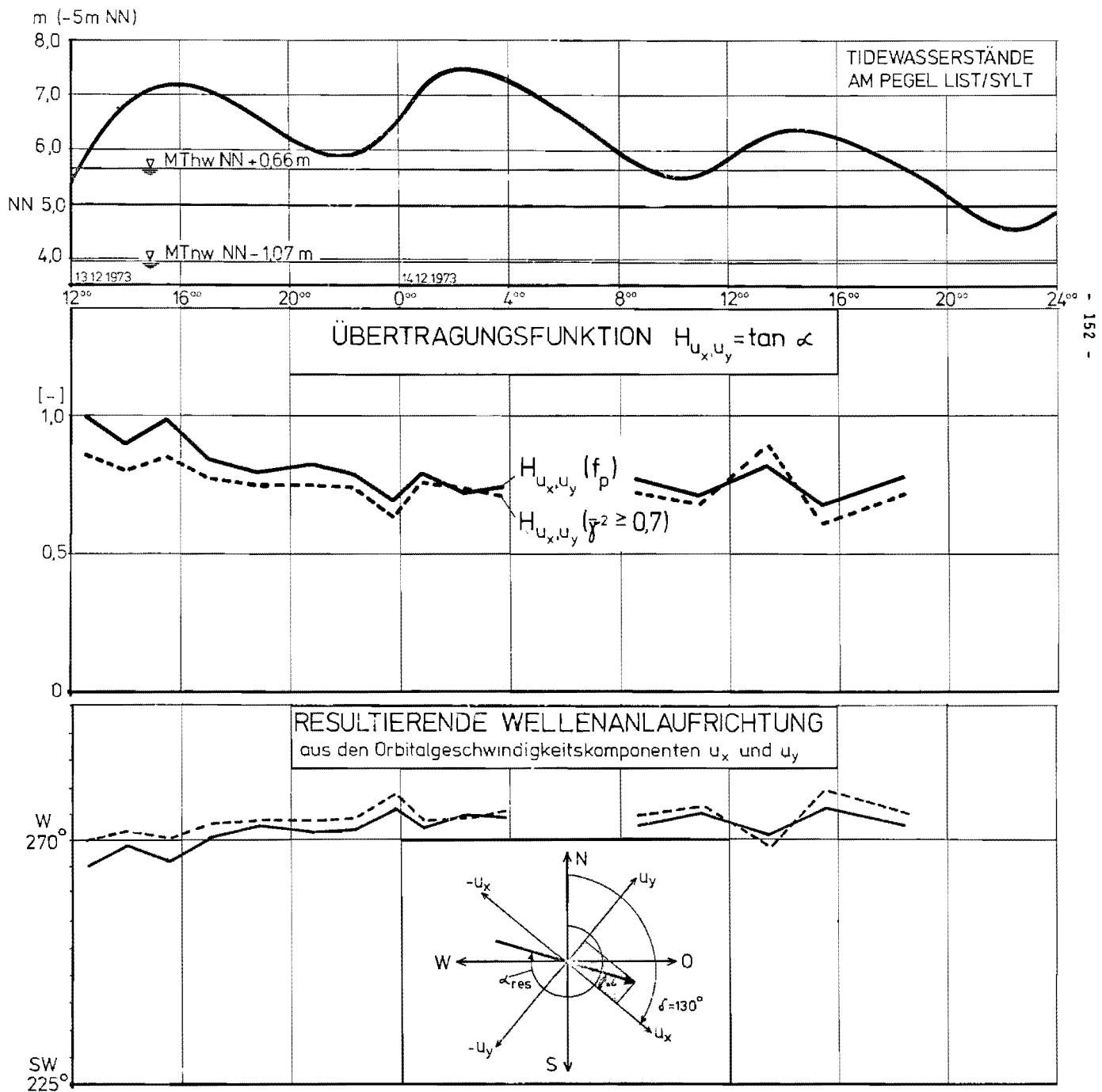


Abb. 62: Übertragungsfunktion zwischen den Orbitalgeschwindigkeitskomponenten  $u_x(t)$  und  $u_y(t)$  und die resultierende Wellenanlaufrichtung

nung.

Auffällig ist jedoch das Verhalten der Strömung bei steigenden Tidewasserständen. Hier zeigen die Kurvenverläufe jeweils Richtungsänderungen an. Es ist einerseits denkbar, daß es sich dabei um tideerzeugte Strömungen aus nördlichen bzw. südlichen Richtungen handelt wie sie von KNOP (1961) an einer Meßposition auf der Höhe von PUAN KLENT etwa 3 km seewärts von SYLT gemessen wurden.

Andererseits könnte hierfür aber auch der Einfluß der wechselnden Windstärke o.ä. verantwortlich sein.

Da das vorliegende Meßmaterial offenbar nicht ausreicht, diese Frage eindeutig zu entscheiden und diese Erscheinung für die Beurteilung des Sedimenttransportes mit Sicherheit von Bedeutung ist, können diesbezüglich nur Folgeuntersuchungen empfohlen werden.

#### 15. DAS ERSCHEINUNGSBILD DES BRANDUNGSSEEGANGES UND SOHLNAHE ORBITALGESCHWINDIGKEITEN

Für ungebrochene Wellen zeigen die Synchronaufzeichnungen für die Wasserspiegelauslenkung  $\eta(t)$  und die Orbitalgeschwindigkeitskomponenten  $u_x(t)$  und  $u_y(t)$  an Meßposition 85 m relativ ähnliche Verläufe (vgl. Abb. 29). Setzt aber der Brechvorgang ein, kommt es zu erheblichen Abweichungen. Beispiele dafür sind die zweite und die dritte Welle in Abb. 29.

An der Meßposition 85 m wurden während der Dauer der Untersuchungen je nach vorliegender Wassertiefe und Wellenhöhe ungebrochene, brechende und ausbrandende Wellen aufgenommen. Im folgenden wird (im Gegensatz zu den oben genannten früheren Naturuntersuchungen) versucht, unter Berücksichtigung der durch Wind und Tide verursachten Seegangsveränderungen, mit den zur Verfügung stehenden (statistischen) Analysiermethoden markante Unterschiede zwischen Wasserspiegelauslenkung  $\eta(t)$  und dem bodennahen horizontalen Orbitalgeschwindigkeitsver-

verlauf  $u(t)$  aufzudecken oder - soweit möglich - Merkmale des Zusammenhanges zwischen den genannten Zeitfunktionen zu finden.

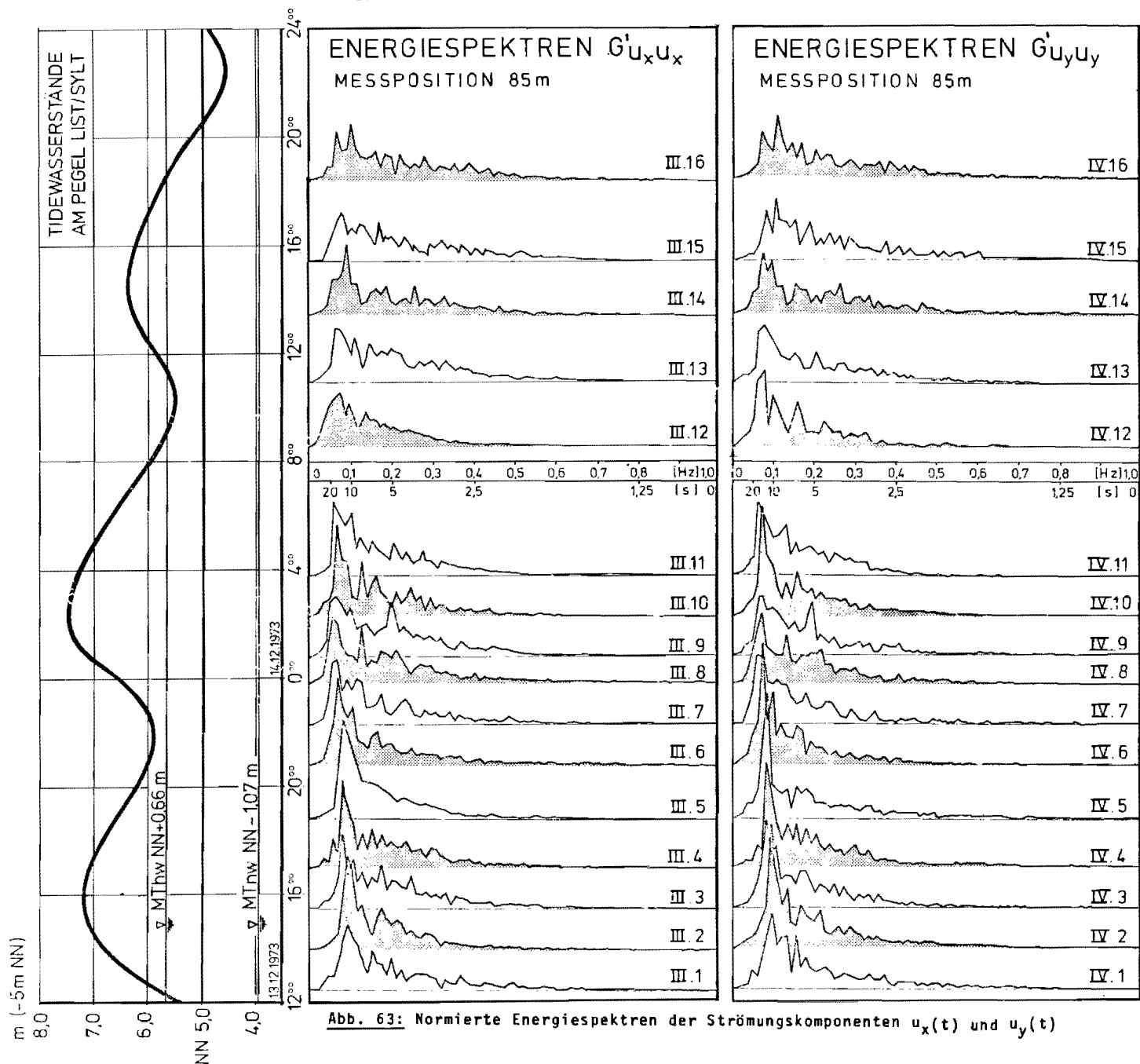
#### 15.1 ENERGIESPEKTREN DER ORBITALGESCHWINDIGKEITSKOM- ONENTEN $u_x(t)$ und $u_y(t)$

Für die an Meßposition 85 m neben den Wasserspiegelauslenkungen erhaltenen Zeitfunktionen der Orbitalgeschwindigkeitskomponenten  $u_x(t)$  und  $u_y(t)$  wurden die Energiespektren  $G'u_x u_x(f)$  und  $G'u_y u_y(f)$  in gleicher Weise wie für die Wasserspiegelauslenkung  $n(t)$  (vgl. Abschnitt 12) als normierte Spektren berechnet. Zum besseren Vergleich über den Meßzeitraum sind die betreffenden Spektren der Meßreihen II/III (vgl. Anlagen 33 - 48) bzw. II/IV (vgl. Anlagen 49 - 64) in Abb. 63 im gleichen Maßstabe untereinander dargestellt. Entsprechend der Ausrichtung der Achsen des Strömungsmessers (vgl. Abb. 52) wurden erwartungsgemäß für beide Komponenten etwa ähnliche Energiespektren erhalten (vgl. auch die logarithmischen Darstellungen auf Anlagen 17 - 32). Im Vergleich mit den Spektren der Wasserspiegelauslenkungen an derselben Position (Abb. 47) stellt sich hier die Beziehung zu den Wasserständen als schwächer heraus. Über den gesamten Untersuchungszeitraum sind die Formen der Spektren wiederum ähnlich, und es ist die Verlagerung der Energiedichten zu hohen Frequenzen bei niedrigen Wasserständen hier weniger deutlich als beispielsweise bei den Spektren II.7 und II.8 der Abb. 47.

Für den unmittelbaren Vergleich der Energiespektren der Orbitalgeschwindigkeitskomponenten mit denjenigen der Wasserspiegelauslenkungen sind die logarithmischen Darstellungen in den Anlagen 33 bis 48 bzw. 49 bis 64 besser geeignet.

Entgegen der Vermutung stellt sich hier heraus, daß der Frequenzbereich, in dem nennenswerte Energiedichten auftreten, im Mittel kleiner oder höchstens gleich demjenigen für die Wasserspiegelauslenkung ist. Dementsprechend nehmen die





maximal auftretenden Energiedichten größere Werte an.

Es kann zur Zeit nicht endgültig entschieden werden, wie weit diese Erscheinung etwa auf die unterschiedlichen Meßsysteme der Druckmeßzellen und des Strömungsmeßgerätes zurückzuführen ist. Die Tatsache, daß die Frequenzbereiche und Spitzenwerte der Energiedichte zunehmend in Obereinstimmung stehen, wenn die Wassertiefe zunimmt (vgl. Spektren 3, 4 und 9, 10, 11 auf Anlagen 35, 36 und 41, 42 und 43), spricht aber dafür, daß es sich hier um ein vertrauenswürdiges Untersuchungsergebnis handelt.

## 15.2 STATISTISCHE PARAMETER DER STROMUNGSKOMPONENTEN

### $u_x(t)$ und $u_y(t)$

In derselben Art wie für die Ermittlung der statistischen Parameter der Wasserspiegelauslenkungen  $n(t)$  (Abschnitt 11) wurden auch für die Strömungskomponenten  $u_x(t)$  und  $u_y(t)$  die Standardabweichungen  $\sigma$  und die Mittlere Abweichung M.D. berechnet und in Abb. 64 über den Untersuchungszeitraum aufgetragen.

Der Vergleich mit den entsprechenden Werten für die Wasserspiegelauslenkung (Abb. 65) unterstützt den bereits bei Betrachtung der Energiespektren erhaltenen Eindruck, daß der Einfluß der Wassertiefe auf die Schwankungsweite der Orbitalgeschwindigkeit geringer ist. Es zeigt sich vielmehr, daß das Maß der Veränderungen bei der Orbitalgeschwindigkeit eher in Zusammenhang mit den örtlichen Windverhältnissen steht. Überraschend deutlich wird der zunächst ansteigende und nach der Meßpause abfallende Trend der Standardabweichung und Mittleren Abweichung auch durch den Verlauf der Windstärke und Böigkeit (Abb. 25) wiedergegeben.

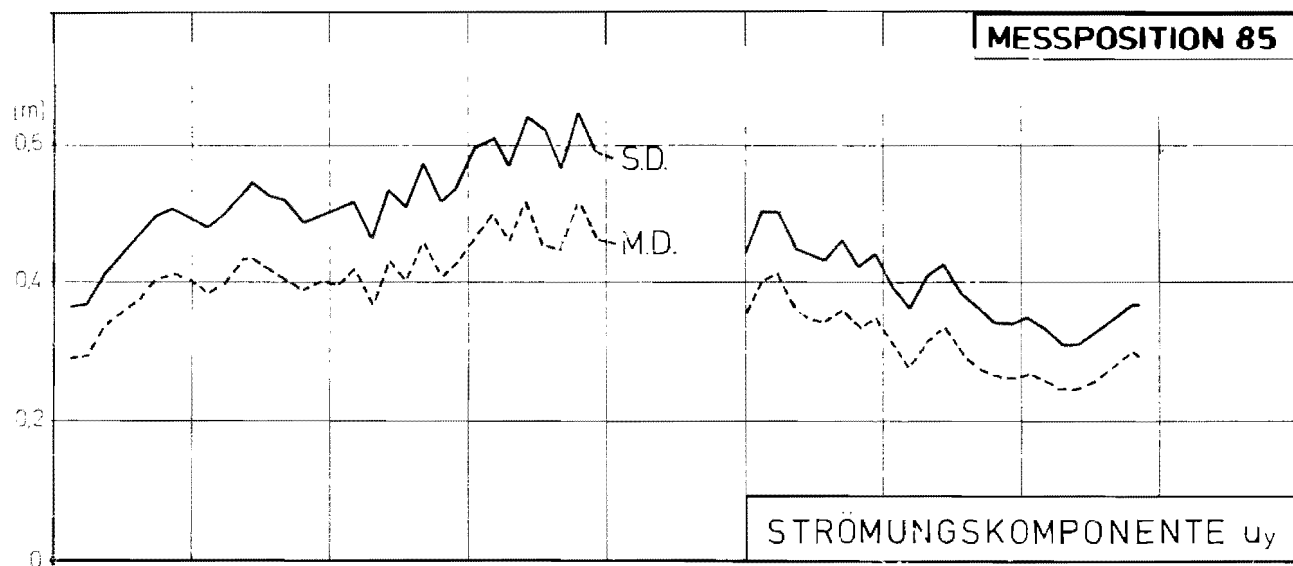
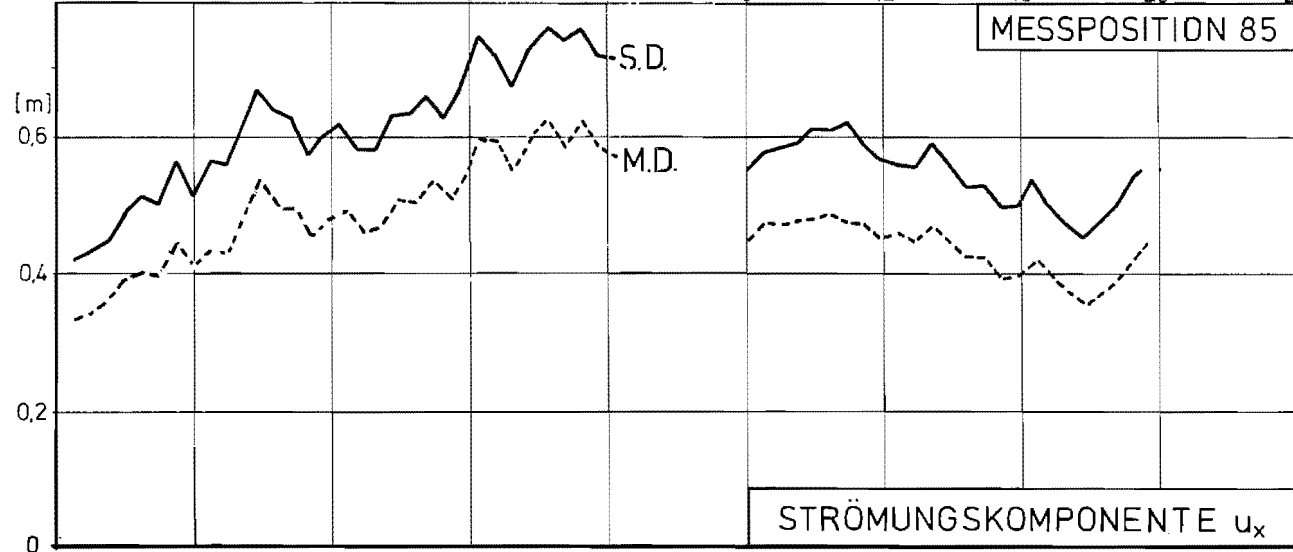
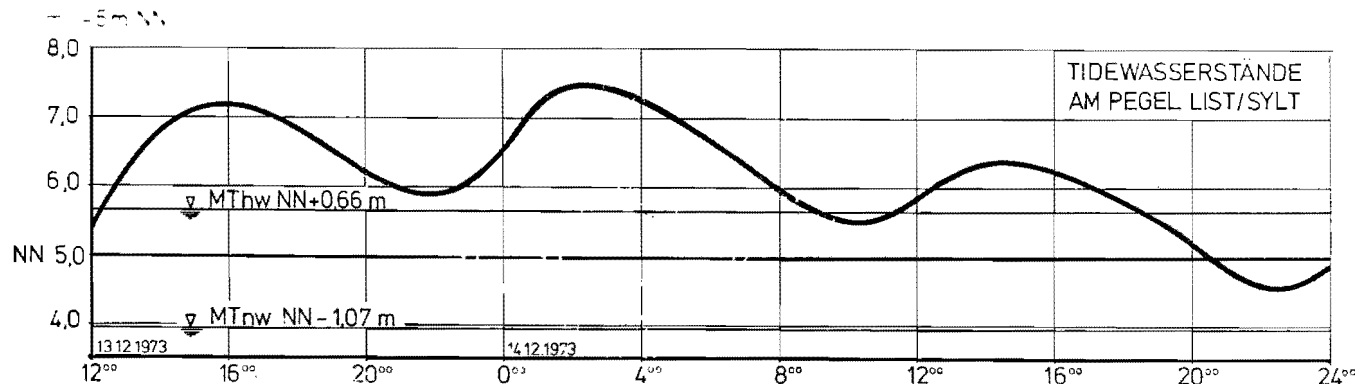


Abb. 64: Standardabweichung und Mittlere Abweichung der Strömungskomponenten  $u_x(t)$  und  $u_y(t)$

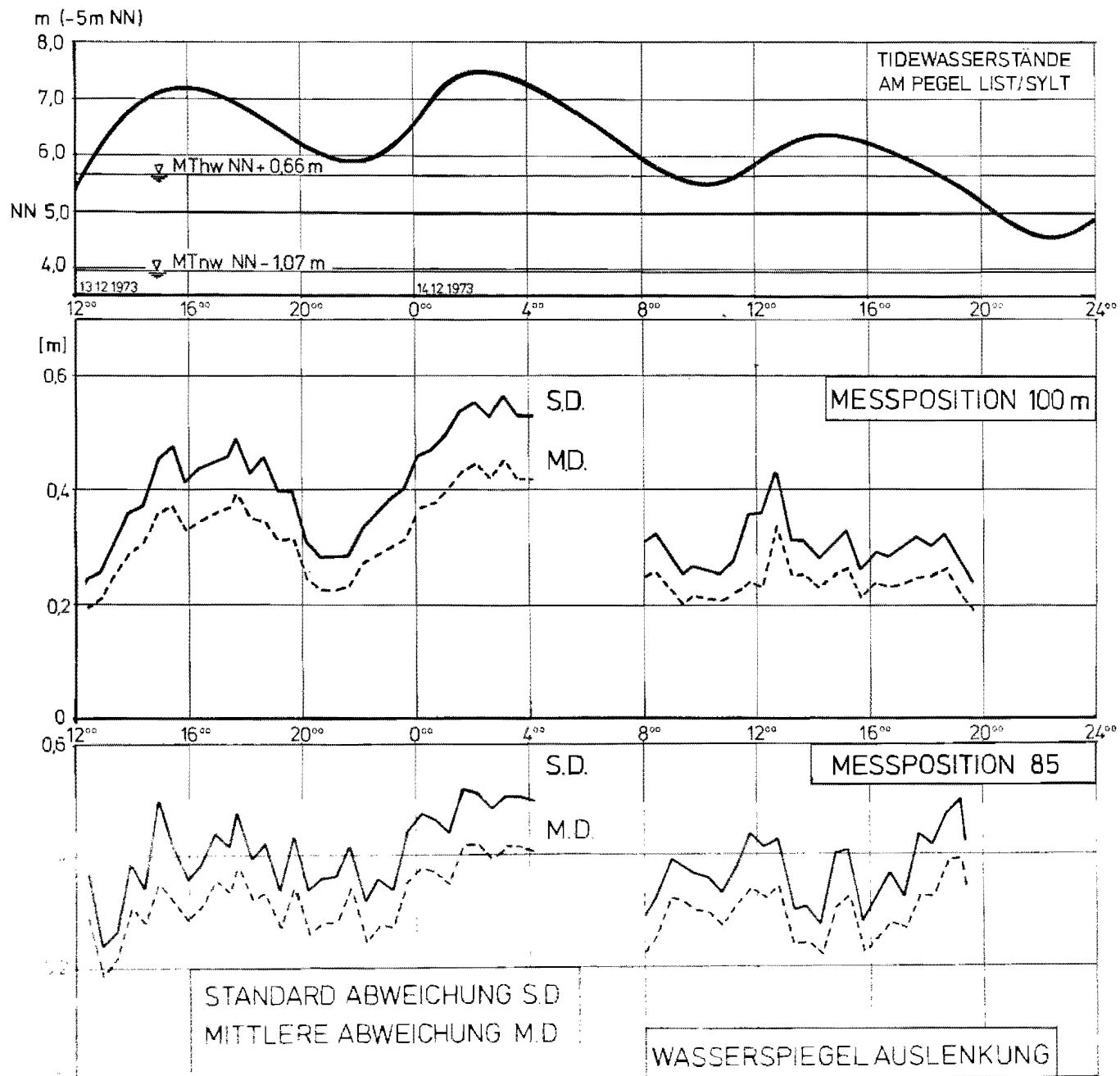


Abb. 65 Standardabweichung und Mittlere Abweichung der wasserspiegelauslenkungen an Meßposition 100 m und 85 m

### 15.3 LINEARE ÜBERTRAGUNGSFUNKTIONEN ZWISCHEN DER WASSER- SPIEGELAULENKUNG $\eta(t)$ UND BODENNAHEN ORBITALGE- SCHWINDIGKEITEN $u(t)$ NACH BETRAG UND PHASE

Energiespektren und statistische Parameter haben oben bisher nur eine qualitative Abschätzung des Zusammenhanges zwischen dem Erscheinungsbild des Brandungsseeganges (Wasserspiegelauslenkung  $\eta(t)$ ) und der bodennahen Orbitalgeschwindigkeit  $u(t)$  zugelassen. Durch die Berechnung der Übertragungsfunktion und der Kohärenzfunktion kann dazu im folgenden eine quantitative Aussage bezüglich des genannten Zusammenhanges gemacht werden.

Es erhebt sich aber an dieser Stelle die Frage, mit welchem Anteil der Geschwindigkeitsinformation der Zusammenhang mit der Wasserspiegelauslenkung hergestellt werden soll. Grundsätzlich ist es möglich, mit Hilfe der Übertragungsfunktionen zwischen der Wasserspiegelauslenkung  $\eta(t)$  und den Strömungskomponenten  $u_x(t)$  und  $u_y(t)$  eine Übertragungsfunktion  $H_{res}$  zwischen  $\eta(t)$  und der resultierenden Orbitalgeschwindigkeit  $u_{res}(t)$  herzuleiten.

Mit Bezug auf das unter 14.2 behandelte BLACK-BOX-SYSTEM kann geschrieben werden

$$H_x = \frac{u_x(t)}{\eta(t)} \text{ und } H_y = \frac{u_y(t)}{\eta(t)}.$$

Wird der Verhältniswert

$$u = \frac{H_x}{H_y} = \frac{u_x(t)}{u_y(t)}$$

gebildet, so ergibt sich zwischen den beiden Strömungskomponenten eine ähnliche Beziehung wie unter 14.2

$$u_x(t) = n \cdot u_y(t).$$

Der Betrag der resultierenden Strömungsgeschwindigkeit ist

$$|u_{\text{res}}(t)| = \sqrt{n^2 u_y^2(t) + u_y^2(t)} = u_y(t) \sqrt{1 + n^2}$$

und die resultierende Übertragungsfunktion zwischen der Wasserspiegelauslenkung  $n(t)$  ergibt sich für diskrete Frequenzen zu

$$H_{\text{res}} = \frac{u_y(t) \cdot \sqrt{1+n^2}}{n(t)} = H_y \cdot \sqrt{1 + n^2}.$$

Demnach muß die Auswertung dieser Funktion nach dem Betrag und der Phasendifferenz zwischen den Zeitfunktionen  $n(t)$  und  $u_{\text{res}}(t)$  mit Hilfe der beiden Übertragungsfunktionen  $H_x$  und  $H_y$  erfolgen. Wegen des erheblichen Aufwandes wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit stellvertretend dafür nur die Übertragungsfunktionen  $H_x$  und  $H_y$  nach Betrag und Phase ausgewertet.

Die Auswertmethode in der GAUSSschen Zahlenebene war hier dieselbe wie unter 14.2 erläutert.

Um den Einfluß verschiedener Frequenzbänder auf das Ergebnis abschätzen zu können, ist in Abb. 66 der Verlauf der Übertragungsfunktionen nach Betrag und Phase bis zur Meßpause für 2 verschiedene Frequenzbereiche unter Berücksichtigung der Kohärenz dargestellt worden:

- a) Für einen ganz schmalen Frequenzbereich (etwa  $3\Delta f$ ), in dem die zugehörigen Energiespektren maximale Energiedichten aufweisen. Dieser Frequenzbereich beinhaltet ebenfalls die Maximalwerte der Kohärenz.
- b) Für Frequenzen  $0 \leq f \leq 0,2 \text{ Hz}$ , für die die Kohärenz  $\bar{\gamma}^2 \geq 0,5 \max \bar{\gamma}^2$  war (mit  $\max \bar{\gamma}^2 \geq 0,7$ , vgl. Anlagen 33 bis 64).

Beide Auswertungen liefern demnach für die betrachteten langwelligen Bereiche von vornherein Ergebnisse mit relativ hoher

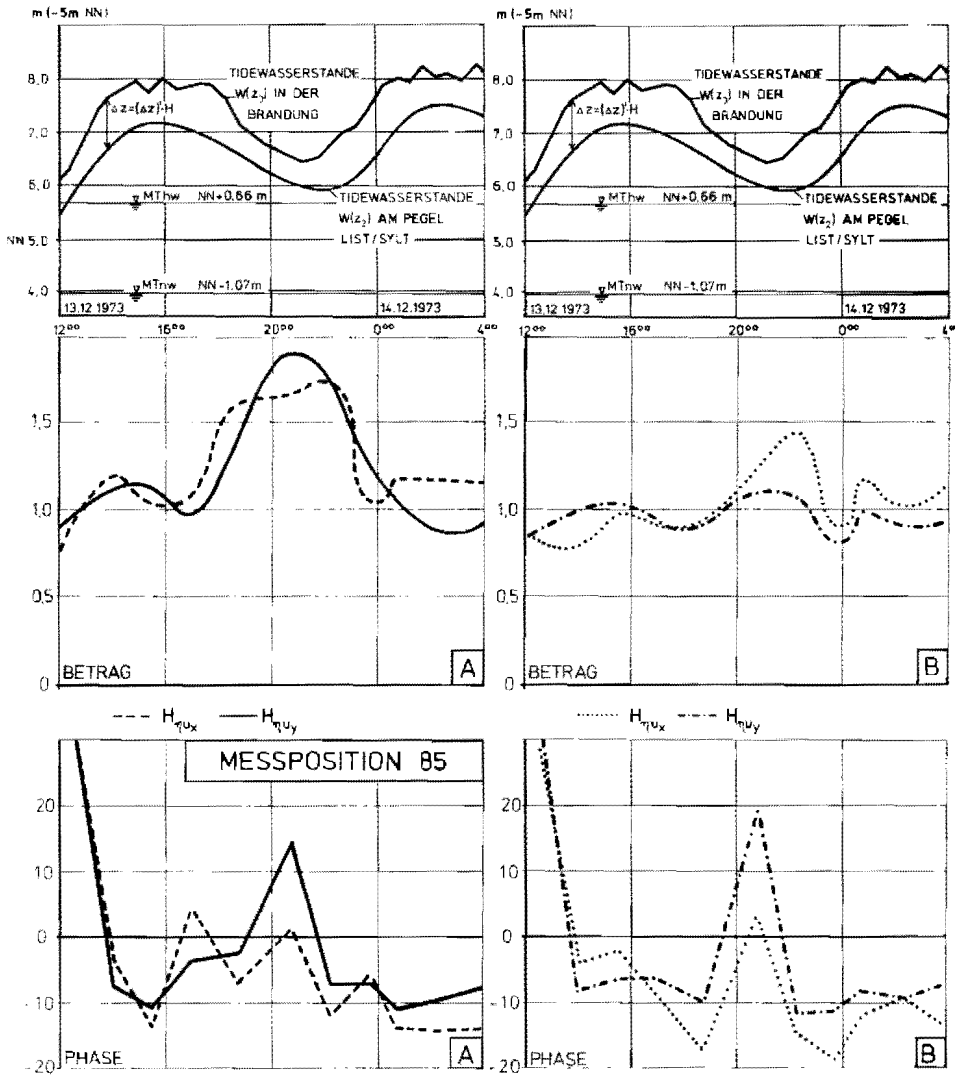


Abb. 66: Übertragungsfunktionen  $H_{\eta u_x}$  und  $H_{\eta u_y}$  nach Betrag und Phase

A: Auswertung über  $3\Delta f$  mit  $\max \bar{\gamma}^2 \geq 0,7$

B: Auswertung für  $0 \leq f \leq 0,2$  Hz mit  $\bar{\gamma}^2 \geq 0,5$   $\max \bar{\gamma}^2$  und  $\max \bar{\gamma}^2 \geq 0,7$

Vertrauenswürdigkeit. Um dazu einen Anhalt für die Vertrauenswürdigkeit der Übertragungsfunktion bei Einbeziehung höherer Frequenzen zu bekommen, sind in Abb. 67 und 68 die berechneten Mittelwerte der Kohärenzfunktion für die Frequenzbereiche

$$\begin{aligned} 0 \leq f \leq 1,15 \text{ Hz und} \\ 0 \leq f \leq 3,125 \text{ Hz} \end{aligned}$$

über den Untersuchungszeitraum aufgetragen.

Es zeigt sich hier, daß bei Berücksichtigung eines größeren Frequenzbereiches (höhere Frequenzen)

- a) die Kohärenz allgemein abnimmt und
- b) bei größeren Wassertiefen die Vertrauenswürdigkeit der Übertragungsfunktion relativ höher ist.

Werden in Abb. 66 zunächst die Beträge der Übertragungsfunktionen betrachtet, so ist festzustellen, daß diese etwa übereinstimmend bei hohen Wasserständen um den Wert 1 schwanken, wohingegen über die Dauer der Ebbe wesentlich höhere Werte erreicht werden. Das bedeutet, daß die Orbitalgeschwindigkeitskomponenten  $u_x(t)$  und  $u_y(t)$  bei hohen Wasserständen an der Sohle in m/s etwa den gleichen Zahlenwert wie für die Wasserspiegelauslenkung  $n$  in m annehmen

$$u_x \text{ [m/s]} \approx u_y \text{ [m/s]} \approx 1 \cdot n \text{ [m]},$$

während bei Niedrigwasser im Verhältnis höhere Geschwindigkeiten erreicht werden.

Offenbar tritt diese Ungleichheit für die Fourierkomponenten maximaler Energiedichte, die zugleich einem langwelligeren Bereich zuzuordnen sind, stärker in Erscheinung (Auswertung a). Umgekehrt ist bezüglich der Phasendifferenz zwischen den



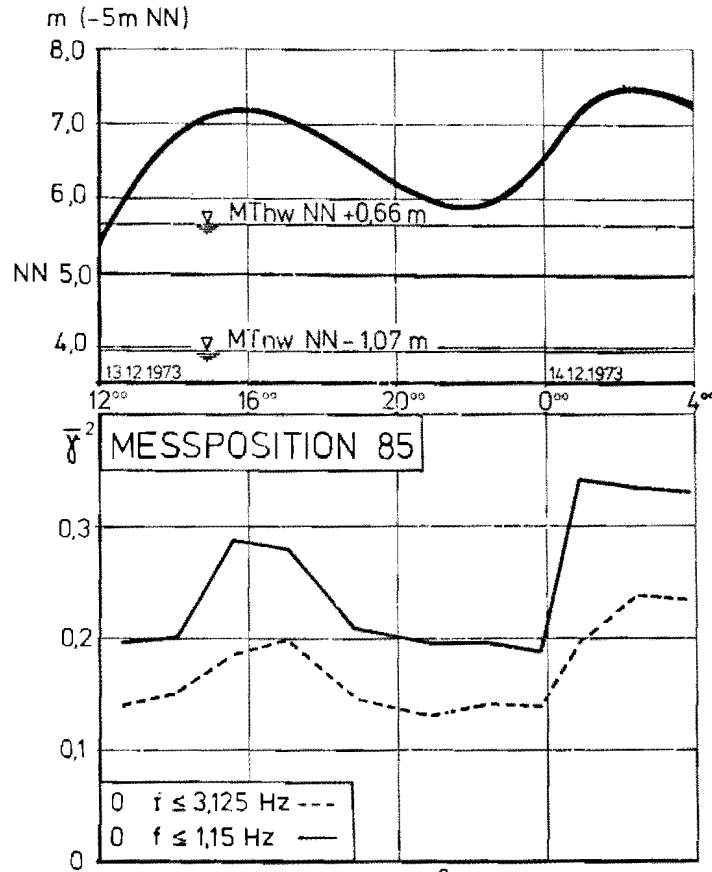


Abb. 67: Kohärenzfunktion  $\bar{\gamma}_{85u_{x85}}^2$

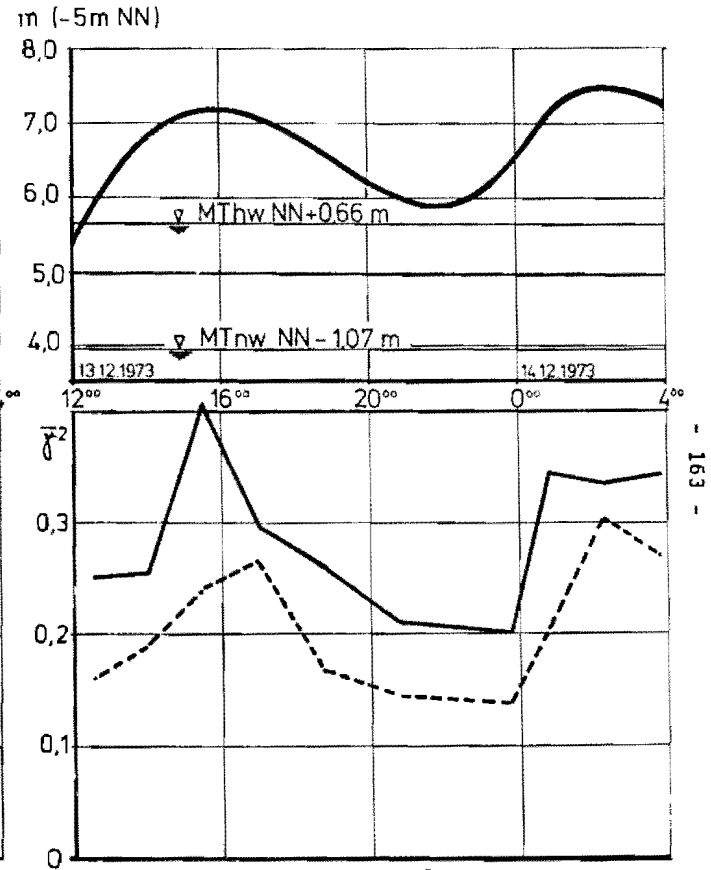


Abb. 68: Kohärenzfunktion  $\bar{\gamma}_{85u_{y85}}^2$

Fourierkomponenten von  $\eta(t)$  und  $u(t)$  eher aus der Auswertung b) eine Beziehung zu den Wasserständen abzulesen:

Während bei hohen Wasserständen der Orbitalgeschwindigkeitsverlauf allgemein der Zeitfunktion der Wasserspiegelauslenkung  $\eta(t)$  nacheilt, ist bei NW das Umgekehrte der Fall.

Es ist leicht einzusehen, daß die aufgedeckten markanten Abhängigkeiten vom Wasserstand durch eine Übertragungsfunktion  $H_{res}$  zwischen Wasserspiegelauslenkung  $\eta(t)$  und resultierenden bodennaher Orbitalgeschwindigkeit  $u_{res}(t)$  noch stärker hervortreten müssen. Da diese Übertragungsfunktion wegen des erheblichen Aufwandes im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht ermittelt wurde, müssen eventuell daraus für die küstennormale Strömungsrichtung abzuleitende numerische Angaben für die Beziehung zwischen Wasserspiegelauslenkung und bodennaher Orbitalgeschwindigkeit nach Betrag und Phase Folgeuntersuchungen vorbehalten bleiben.

## 16. ZUSAMMENFASSUNG

Bekanntlich werden die an Meeresküsten insbesondere bei Sturmfluten auftretenden Erosionen durch Brandungsprozesse in Gang gesetzt. Wegen der Bedeutung des hierbei erzeugten Drei-Phasen-Gemisches (Wasser, Sand und Luft) für die Energieumwandlung in brechenden Wellen (FOHRBÖTER 1970, 1971 und 1974) können Modelluntersuchungen, bei denen der Einfluß der Oberflächenspannung nicht in ausreichendem Maßstabe nachgebildet wird, keine vertrauenswürdigen Ergebnisse liefern.

Aus diesem Grunde wurden Naturuntersuchungen an der Westküste der Nordseeinsel SYLT durchgeführt. Während einer schweren Sturmflut wurden auf einem etwa 1:40 geneigten Sandstrand Synchronmessungen von Wellenhöhen und bodennahen Orbitalgeschwindigkeiten vorgenommen und auf Analogmagnetband gespeichert.

Unter Verwendung elektronischer Analysierautomaten werden erstmals in der Brandungszone neben der Nulldurchgangsmethode zwei über die normale Spektralanalyse hinausgehende Verfahren auf das gewonnene Datenmaterial angewendet.

Die mathematischen Grundlagen werden für beide Analysierverfahren mitgeteilt.

Der Analyse der Meßdaten wird eine Schrifttumsanalyse vorangestellt, und in einer zusammenfassenden Übersicht Betrachtungen insbesondere zur Wellenverformung (Wellenasymmetrie, Brecherklassifikation), zum Brandungsstau (Wassertiefenverhältnisse) und zur Wasserteilchenkinematik (unter Einbeziehung der Wellentheorien) vorgenommen:

Die Ergebnisse der Meßwert-Analysen sind im einzelnen:

- 1) Im Vergleich mit den Wasserstandsaufzeichnungen von Tidepegeln  $W(Z)$  ergeben sich aus der Messung der MITTLEREN MESSINTERVALL-WASSERTIEFEN  $Z_2$

(MEAN RECORD WATER DEPTH) in der Brandungszone erheblich höhere Wasserstände

$$W(Z_3) > W(Z_2).$$

Die Extrem- und Mittelwerte des Brandungsstaues

$$\Delta Z = W(Z_3) - W(Z_2) = Z_3 - Z_2$$

betragen:

$$\max \Delta Z = 1,11 \text{ m}$$

$$\min \Delta Z = 0,37 \text{ m und}$$

$$\overline{\Delta Z} = 0,66 \text{ m.}$$

Wird der Brandungsstau in einen linearen Zusammenhang mit den vorliegenden Wellenhöhen  $H_{m0}$  gebracht, so wird für den untersuchten Strandbereich ein höherer Wert als maximal aus der Literatur bekannt, erhalten:

$$\Delta Z = 0,42 H_{m0} > 0,2 H_b \text{ (HWANG und DIVOKY (1971))}$$

Maximalwerte werden für den Brandungsstau bei höherem Tidewasserstand erreicht.

- 2) In der Brandungszone weichen die Wellenhöhenbeziehungen der Spektralanalyse nur relativ geringfügig von den entsprechenden Parametern der Nulldurchgangsmethode ab. Es ist:

$$H_{Z,1/3} \approx H_{m0} = 4 \sigma \text{ und}$$

$$\overline{H}_Z = H = 2,5 \sigma$$

Die Korrelation der Parameter der Nulldurchgangsmethode  $H_{Z,1/3}$  und  $H_Z$  mit der MITTLEREN ABWEICHUNG M.D. (MEAN DEVIATION) ist etwas besser als mit der STANDARDABWEI-

CHUNG  $\sigma$  (STANDARD DEVIATION)

	Pos. 100 m	Pos. 85 m
$H_{Z,1/3}$	4,74 (M.D.)	4,64 (M.D.)
$\bar{H}_Z$	3,33 (M.D.)	3,20 (M.D.)

- 3) An Meßposition 100 m (100 m seewärts der Wasserlinie) zeigen ungebrochene steile Wellen deutlich eine Beziehung zu den Wasserständen in der Art, daß mit größeren Wassertiefen  $Z_3$  auch größere Wellenhöhen ( $H_{m_0}$ ) verbunden sind. 15 m küstenwärts sind brechende und ausbrandende Wellen an Pos. 85 m starken Schwankungen in der Wellenhöhe unterworfen. Maximal- und Mittelwerte sind:

	Pos. 100 m	Pos. 85 m
max $H_{m_0}$	2,25 m	2,06 m
max $\bar{H}$	1,40 m	1,29 m
$\bar{H}_{m_0}$	1,63 m	1,61 m
$\bar{H}$	0,98 m	1,01 m

- 4) In der Brecherzone sind die Verhältnismerte  $H_b/d$  mit der Annäherung an die Küste zunehmenden Schwankungen unterworfen und können insbesondere bei niedrigen Tidewasserständen stark anwachsen. Für  $H_{m_0}/Z_3$  werden folgende Extrem- bzw. Mittelwerte erhalten:

	min $H_{m_0}/Z_3$	max $H_{m_0}/Z_3$	$\bar{H}_{m_0}/Z_3$
Pos. 100 m	0,52	0,98	0,72
Pos. 85 m	0,49	1,27	0,75

Unter Berücksichtigung der vertikalen Wellenasymmetrie ergeben sich dementsprechend für die Grenzbedingung  $H_{m_0}/Z_t$ :

	$\bar{V}_A$	$\min H_{m_0}/Z_t$	$\max H_{m_0}/Z_t$	$\overline{H_{m_0}/Z_t}$
Pos. 100 m	0,72	0,61	1,35	0,90
Pos. 85 m	0,73	0,56	1,93	0,94

- 5) Mit abnehmender Wassertiefe verteilt sich die Energiedichte im Brandungsspektrum über ein weiteres Frequenzband. Bei ungebrochenen Wellen verlagern sich insbesondere die Spitzenwerte der Energiedichte zu langwelligeren Fourierkomponenten, während mit weiterer Wassertiefenabnahme eine Zunahme an Energiedichte bei höheren Frequenzen auf die Entstehung neuer, kürzerer Wellen schließen läßt. Beim Wellenbrechen und danach treten im Energiespektrum mehrere etwa gleich große Peaks auf.
- 6) Zwei etwa gleich große Maxima im langwelligen Bereich des Energiespektrums sind charakteristisch für eine Doppelhöckerwellenform, die der zum endgültigen Brechen der Welle führenden Aufsteilung vorausgeht.
- 7) Nur die aus der (niedrigsten) Frequenz maximaler Energiedichte des Energiespektrums bestimmte Wellenperiode  $T_p$  führt zu einer relativ brauchbaren Korrelation mit der nach der Nulldurchgangsmethode bestimmten Wellenperiode  $T_{Z,1/3}$ . Es werden wesentlich größere Wellenperioden  $T_p$  als  $T_{Z,1/3}$  erhalten.
- Die Abminderungsfaktoren nach KAMPHUIS und NEUMANN 1/1,4 bzw. 1/1,15 sind in der Brandungszone mit Sicherheit zu klein; wegen der unsicheren Definition der Peakperiode  $T_p$  im Brandungsspektrum können derartige Beziehungen nur unter Vorbehalt angegeben werden:

$$\text{Pos. 100 m: } T_{Z,1/3} = T_p/2,4$$

$$\text{Pos. 85 m: } T_{Z,1/3} = T_p/2,51$$

8) Die etwa lineare Beziehung zwischen der horizontalen Wellenasymmetrie (Symmetriefaktor  $\alpha$ ) und Verhältnismerten  $H_{m_0}/Z_3$  bzw.  $H_{Z,1/3}/Z_3$  geht in der Brecherzone auf sehr kurzem Wege (zwischen Pos. 100 m und Pos. 85 m) verloren.

9) Zwischen der küstennormalen Restgeschwindigkeitskomponente und den Wasserständen besteht eine Beziehung derart, daß seewärtige Restgeschwindigkeiten eher mit hohen und küstenwärtige Restgeschwindigkeiten eher mit niedrigen Wasserständen verbunden sind. Etwa in Übereinstimmung mit der gleichsinnigen Drehung der Windrichtung nehmen die Restgeschwindigkeitsbeträge

- a) küstennormal in Richtung auf den Strand und
- b) küstenparallel in südlicher Richtung zu.

Maximalbeträge für die Komponenten der mittleren Restgeschwindigkeiten sind

- in seewärtiger Richtung  $\max u_n = 0,73 \text{ m/s}$ ,
- in küstenwärtiger Richtung  $\max u_n = 0,45 \text{ m/s}$  und
- küstenparallel in südlicher Richtung  $\max u_p = 0,40 \text{ m/s}$ .

Küstenparallele Restgeschwindigkeiten treten während der Untersuchungsdauer mit einem Mittelwert

$$\bar{u}_p = 0,27 \text{ m/s}$$

auch entgegen der herrschenden Windrichtung nur in südlicher Richtung auf.

Für die küstennormalen Restgeschwindigkeiten haben die Korre-

lationen

$$u_n = f(H_{m_0}/Z_3) \text{ und}$$

$$\frac{u_n}{\sqrt{g \cdot Z_3}} = f(H_{m_0}/Z_3)$$

mit Korrelationsfaktoren  $r = 0,6$  etwa die gleiche Qualität wie für

$$u_p = f(Z_3)$$

10. Die Wellenanlaufriechtung reagiert auf die Änderung der Windrichtung praktisch ohne zeitliche Verzögerung. Die Richtungsänderung tritt in Ufernähe aber nur stark gedämpft in Erscheinung. Bei höherem Tidewasserstand treten kurzfristig Richtungsänderungen auf, die zur Zeit nicht erklärt werden können.
11. Das Frequenzband, in dem nennenswerte Energiedichten auftreten, ist in den Energiespektren für die Orbitalgeschwindigkeitskomponenten  $u_x(t)$  und  $u_y(t)$  schmaler oder höchstens gleich demjenigen für die Wasserspiegelauslenkungen  $\eta(t)$ .
12. In Abhängigkeit von der Wassertiefe sind die Änderungen der Orbitalgeschwindigkeiten geringer als die Änderungen der Wasserspiegelauslenkungen. Es hat den Anschein, daß die Veränderungen der Orbitalgeschwindigkeiten eher im Zusammenhang mit den örtlich auftretenden Windstärken stehen.
13. Bei brechenden Wellen (an Pos. 85 m) ist ein Zusammenhang zwischen der Wasserspiegelauslenkung  $\eta(t)$  und der bodennahen Orbitalgeschwindigkeit  $u(t)$  - wie er für Schwingungs- und Einzelwellen von den Wellen



Wellentheorien nach Betrag und Phase gefordert wird - nicht mehr erkennbar. Für hohe Tidewasserstände haben die Zahlenwerte für die Beträge der Wasserspiegelauslenkungen in Metern und der Orbitalgeschwindigkeiten in Metern pro Sekunde im Mittel etwa gleiche Größenordnungen und die Orbitalgeschwindigkeit eilt der (zugehörigen) Wasserspiegelauslenkung (mit einer negativen Phasenverschiebung) nach.

Bei niedrigen Tidewasserständen erreichen die Orbitalgeschwindigkeitsbeträge dagegen unverhältnismäßig hohe Werte und die Zeitfunktion der Orbitalgeschwindigkeit  $u(t)$  eilt der (zugehörigen) Wasserspiegelauslenkung  $n(t)$  (mit einer positiven Phasenverschiebung) voraus.

## 17. ABSTRACT

As water-air-interaction cannot be simulated completely in a model, laboratory investigations on breakers can only be reliable to a certain extent (FOHRBÜTER 1971 and 1972).

This is why comprehensive field investigations are necessary; a program of such field measurements was started on the isle of SYLT/NORTH SEA in 1971.

The measurements analyzed were carried out in the surf zone during a severe storm surge.

The measuring devices consisted of a two component electro-magnetic current meter and a wave meter placed on the beach at a distance of 85 m from the coastline and another wave meter located 15 m offshore.

The beach slope was approximately  $\gamma = 1 : 40$ .

In order to be able to use different analyzing methods the outputs of the measuring devices were fed simultaneously to a magnetic tape recorder.

For the purpose of data processing on a PULSE HEIGHT ANALYZER the signals had been chopped by a frequency of 20 kilocycles. Thus the stochastic process could be displayed on a scope as histograms representing 10 minutes real time measuring periods.

From the histograms statistical parameters are obtained to a high degree of accuracy.

For the corralation of water levels and orbital velocities POWER SPECTRA, CROSS POWER SPECTRA, TRANSFER FUNCTIONS and COHERENCE FUNCTIONS are calculated by the use of a FOURIER ANALYZER.

The analysis of the measuring data is preceeded by an analysis of previous investigations of surf problems.

In a summary some remarks are given on

the wave deformation (wave asymmetry, breaker type classification),

the wave set up and on

the water particle kinematics (including the applicability of wave theories).

The results of the DATA ANALYSIS are as follows:

1. In comparison with the recordings of tide gages  $W(t_2)$  (STILL WATER LEVEL in the absence of wave activity) in the surf zone the water level according to measurements of the MEAN RECORD WATER DEPTH  $Z_3$  is much higher

$$W(Z_3) > W(Z_2).$$

During the investigated measuring period the following maximum, minimum and mean values of the WAVE SET UP

$$\Delta Z = W(Z_3) - W(Z_2) = Z_3 - Z_2$$

were obtained:

$$\max. \Delta Z = 1,11 \text{ m}$$

$$\min. \Delta Z = 0,37 \text{ m}$$

$$\overline{\Delta Z} = 0,66 \text{ m}.$$

If the wave set up and the wave height  $H_m$  are linked together by a linear relationship, a much higher value turns out for the investigated beach zone than known so far from previous work

$$\Delta Z = 0,42 H_{m0} > 0,2 H_D \text{ (HWANG and DIVOKY 1971)}$$

Maximum values appear in the phase of increasing water levels

2. In the surf zone the wave heights derived from the spectrum analysis do not differ much from the respective parameters derived from the ZERO-CROSSING-METHOD:

$$H_{Z,1/3} = H_{m_0} = 4 \sigma \text{ and}$$

$$\bar{H}_Z = H = 2,5 \sigma.$$

However, the correlation of the wave height parameters derived from the zero-crossing and the MEAN DEVIATION M.D. is somewhat better

	Pos. 100 m	Pos. 85 m
$H_{Z,1/3}$	4,74 (M.D.)	4,64 (M.D.)
$\bar{H}_Z$	3,33 (M.D.)	3,20 (M.D.)

3. At measuring position 100 m (100 m offshore from the coastline) unbroken, steep waves are in good agreement with the tide water levels. Higher waves are combined with heigher values  $Z_3$ , whereas 15 m coastward (at position 85 m) breaking and broken waves (waves of translation) vary considerably in wave height.

Maximum and mean values are as follows:

	Pos. 100 m	Pos. 85 m
max $H_{m_0}$	2,25 m	2,06 m
max $H$	1,40 m	1,29 m
$\bar{H}_{m_0}$	1,63 m	1,61 m
$\bar{H}$	0,98 m	1,01 m

4. In the breaker zone the breaker height to depth ratio varies considerably with the waves approaching

the shore.

Especially at low tide levels this ratio may increase very much.

The following minimum, maximum and mean values are obtained:

	$\min. H_{m_0} / Z_3$	$\max H_{m_0} / Z_3$	$\overline{H_{m_0} / Z_3}$
Pos. 100 m	0,52	0,98	0,72
Pos. 85 m	0,49	1,27	0,75

If an average VERTICAL ASYMMETRY is taken into consideration, the respective breaker height to trough depth ratios of solitary waves are:

	$V_A$	$\min H_{m_0} / Z_t$	$\max H_{m_0} / Z_t$	$\overline{H_{m_0} / Z_t}$
Pos. 100 m	0,72	0,61	1,31	0,90
Pos. 85 m	0,73	0,56	1,93	0,94

5. With the water depth decreasing the energy densities in surf spectra are distributed over a wider frequency band.

In the case of unbroken steep waves (at position 100 m) the peak values of the energy density shift to lower frequency FOURIER-components.

If the water depth continues to decrease, increasing energy densities at higher frequencies indicate the decomposition of the original waves into several new waves with shorter periods.

At breaking and after breaking there are several peaks of similar heights in the power spectra.

6. Two peaks of similar heights at low frequencies point to double crested waves, which often represent a phase right next to breaking.
7. Only a peak period  $T_p$  derived from the lowest peak frequency in the energy spectrum leads to a roughly good correlation with the significant wave period  $T_{Z,1/3}$  (of the zero-crossing-method).

$T_p$  is much higher than  $T_{Z,1/3}$  and the reducing factors of KAMPHUIS and NEUMANN (1/1,4 and 1/1,15 respectively) are to small in the surf zone.

Because of the uncertain determination of a peak period in surf spectra, the following relations are somewhat questionable:

$$\text{Pos. 100 m: } T_{Z,1/3} = T_p/2,4$$

$$\text{Pos. 85 m: } T_{Z,1/3} = T_p/2,51.$$

8. The linear relationship between horizontal wave asymmetry (represented by the symmetrical factor  $\alpha = \Delta L/L$  (FOHRBÖTER 1971)) and the ratio  $H_m/Z_3$  and  $H_{Z,1/3}/Z_3$  respectively is lost in the surf on the very short breaker travel distance of 15 m (between measuring position 100 m and position 85 m).
9. There is a relationship between the coast normal residual velocities near the sea bottom and the tide levels: Seaward residual velocities preferably appear at high tide levels; at low tide levels the contrary is true.  
In coincidence with the change of the wind direction the residual velocity components increase
  - a) in onshore direction and
  - b) coast parallel in southward direction.

Maximum values of the residual velocity components are:

in offshore direction       $\max |u_n| = 0,73 \text{ m/s}$   
in onshore direction       $\max |u_n| = 0,45 \text{ m/s}$  and  
coastparallel in southward direction  
 $\max u_p = 0,40 \text{ m/s}.$

During the measuring period coast parallel residual velocities ( $\overline{u_p} = 0,27 \text{ m/s}$ ) appeared at times contrary to the wind in southward direction only.

In consideration of some correlations it can be stated, that there might be relations of some quality (correlation factor  $r \approx 0.6$ ):

$$u_n = f (H_{m_0} / Z_3)$$

$$\frac{u_n}{\sqrt{g \cdot Z_3}} = f (H_{m_0} / Z_3) \text{ and}$$

$$u_p = f (Z_3).$$

10. The wave direction follows the changes of the wind directions almost without any delay, however, the changes in wave direction appear strongly damped in the vicinity of the shore. At high tide levels some short termed changes in wave direction are superimposed. This phenomenon cannot be explained at the moment.
11. For the orbital velocities  $u_x(t)$  and  $u_y(t)$  the frequency band, in which appreciable energy densities appear, is smaller or at most equal to that for water level deflections  $\eta(t)$ .

12. In comparison with the changes of the water level deflections the changes of orbital velocities are less dependant from the water depth. It seems, that the changes of orbital velocities are influenced by local wind forces.
13. The relationship between water level deflections  $\eta(t)$  and orbital velocities  $u(t)$  near the sea bottom (as predicted by the wave theories) do no longer exist for breaking waves. At high tide levels the magnitude of water level deflections in meters is as great as for the orbital velocities in meters per seconds. There exists a positive phase difference between  $\eta(t)$  and  $u(t)$  ( $u(t)$  lags behind  $\eta(t)$ ). At low tide levels the magnitude of the velocity is disproportionately greater and  $\eta(t)$  lags behind  $u(t)$ .



18. SCHRIFTTUM:

- |   |  |
|---|--|
| ADEYMO, M.D.<br>1968                      | Effect of beach slope and<br>shoaling on Wave Asymmetry<br>Proc. Eleventh Conf. Coastal<br>Engineering, London 1968  |
| ADEYMO, M.D.<br>1969                      | Wave transformation in shallow<br>water<br>La Houille Blanche No. 6, 1969  |
| ADEYMO, M.D.<br>1970                      | VELOCITY fields in the Wave<br>Breaker Zone<br>Proc. Conf. Coastal Eng. 1970,<br>Washington  |
| AIRY, G.B.<br>1845                        | On Tides and Waves<br>Encyclopaedia Metropolitana,<br>Bd. 5 (mixed sciences),<br>S. 241/396<br>London 1845 (bei KIRSCHMER 1952)                            |
| AYYAR, H.R.<br>1969                       | On the Hydromechanics of Brea-<br>kers on Steep Slopes<br>Mitt. Franzius-Institut, H.33,<br>Hannover 1969  |
| BENDAT, J.S. and<br>PIERSOL, A.G.<br>1966 | Measurement and Analysis of Random Data<br>John Wiley and Sons, 1966   |
| BIESEL, F.<br>1951                        | Study of Wave Propagation in<br>water of gradually varying depth.<br>Gravity waves circular No. 521<br>Nat. Bureau of Standards, Washing-<br>ton D.C. 1951 |

- BRETSCHNEIDER, C.L.  
1966 Wave Generation by Wind, Deep and Shallow Water, Estuary and Coast-line Hydrodynamics (Ippen editor), Mc. Graw-Hill Brook Comp. Inc. New York 1966
- BRUNS, E.  
1955 Handbuch der Wellen der Meere und Ozeane 2. Auf., Berlin 1955
- CARTWRIGHT D.E. and  
LONGUET-HIGGINS, M.S.  
1956 The Statistical Distribution of Maxima of a Random Function, Proc. of the Royal Society, A.
- CARVALHO de M.M.,  
RAMOS, F.S.  
MORAES, de C.  
1970 Spectral Computations on Pressure Wave Gauge Records  
Proc. 12th, Coastal Eng. Conf. 1970 Washington
- CIALDY, A.  
1860 Sul moto ondozo del mare e su di eno speciaemente su quelle littoraili, Rome (bei ZENKOWICH 1967)
- CORNAGLIA, P.  
1881 Du flot de fond dans les liquides en état d'ondulation.  
Annls. Ponts Chauss. (bei ZENKOWICH 1967)
- CORNISH, V.  
1898 Sea beaches and sand banks  
Geogr. J., 11 N. 5, (bei ZENKOWICH 1967)
- DARBYSHIRE, J.  
1957 An Investigation into the Generation of Waves when the Fetch of Wind is less than 100 Miles  
Coll. Reprints Bd. 5, Wormley 1957 No. 169 (bei MAGENS, 1957)
- DEAN, R.G.  
1968 Relative Validity of Water Wave Theories Proc., ASCE Specialty conf.

- on Civ. Engineering in the  
Oceans, San Francisco Calif.
- DETTE, H.H.  
1974(a) Wellenmessungen und Brandungs-  
untersuchungen vor Westerland/  
SYLT, Mitt. Leichtweiß-Inst.  
Techn. Univ. Braunschweig  
Heft 40/1974<sup>1</sup>
- DETTE, H.H.  
1974 (b) Ober Brandungsströmungen im  
Bereich hoher REYNOLDS-Zahlen  
Mitteilungen des Leichtweiß-  
Instituts für Wasserbau der  
Technischen Universität Brschwg.  
Heft 41 (im Druck)
- DORRESTEIN, R.  
1962 Wave set-up on a Beach, Proc.  
2nd Techn. Conf. on Hurricanes,  
Nat. Hurr. Res., No. 50, 1962  
(bei SIEFERT 1974)
- DRAPER, L.  
1966 The Analysis and Presentation  
of Wave Data - A Plea for Uni-  
formity Coastal Engineering,  
Tokyo, 1966 p.1.
- EMY, A.R.  
1831 Mouvement des Ondes et des  
Travans, hydrauliques maritims,  
Paris (bei ZENKOWICH 1967)
- FREUDENTHAL, A.M.  
1969 Probabilistic Evaluation of  
Design Criteria for Marine  
Structures. Bull. of The Perm.  
Int. Ass. of Nav. Congresses,  
Vol. III/IV, No. 2,  
Brüssel 1969 (bei SIEFERT 1974)

- FOHRBÖTER, A.  
1966 Der Druckschlag durch Brecher  
auf Deichböschungen  
Mitt. des Franzius-Instituts,  
H. 28, Hannover, 1966
- FOHRBÖTER, A.  
1970 Air Entrainment and Energy  
Dissipation in Breakers  
Proc. XIIth Coastal Engineering  
Conference Washington, 1970
- FOHRBÖTER, A.  
1971 Über die Bedeutung des Luftein-  
schlages für die Energieumwand-  
lung in Brecherzonen  
a) Mitt. Franzius-Institut  
TU Hannover, Heft 36, 1971  
b) Die Küste, Heft 21, 1971
- FOHRBÖTER, A.  
1974 Einige Ergebnisse aus Naturunter-  
suchungen in Brandungszonen  
Mitteilungen des Leichtweiß-Insti-  
tuts für Wasserbau der TU Brschw. g.  
Heft 40, 1974
- FOHRBÖTER, A.  
BOSCHING, F.  
1974 Wave Measuring Instrumentation  
for Field Investigations on Brea-  
kers. OCEAN WAVE MEASURING AND  
ANALYSIS, Volume I, New Orleans;  
USA 1974, Published by ASCE New York
- FOHRBÖTER, A.  
DETTE, H. H.  
1974 Field Investigations in Surf Zones  
Proc. XIVth Coastal Engineering  
Conference Copenhagen, 1974
- GALVIN, C.J.Jr.  
1968 Breaker Type Classification on Three  
Laboratory Beaches,  
J. Geophysical Research, Vol. 73

- GALVIN, C.J.Jr.  
1972  
Wave Breaking in Shallow Water  
in "Waves on Beaches", edited  
by R.E. Meyer, Academic Press,  
Inc. New York and London, 1972
- GODA, Y.  
1964  
"Wave Forces on a Vertical Cir-  
cular Cylinder"  
Report No. 8 Port and Harbor  
Technical Research Inst., Japan 1964  
(bei LE MEHAUTE, DIVOKY und LIN 1968)
- GERSTNER, F.  
1804  
Theorie der Wellen samt einer  
daraus abgeleiteten Theorie der  
Deichprofile. Abhandlungen der  
königl. Böhmisches Ges. d. Wissen-  
schaften  
Prag 1804 (bei KIRSCHMER 1952)
- HAMADA, T.  
1951  
Breakers and beach erosions.  
Rept. Transportation Techn.Res.Inst.  
Tokyo  
Report No. 1, Dec. 1951
- HAYAMI, S.,  
ISHIHARA, T. and  
IWAGAKI, Y.  
1953  
Some Studies on Beach Erosions  
Bull No. 5  
Disaster Prevention Research Inst.  
Kyoto Univ., Kyoto, Japan
- HWANG, L.S. und  
DIVOKY, D.  
1971  
Breaking Wave set up and Decay on  
Gentle Slopes  
Proc. 12th Coastal Eng. Conf.  
Washington 1970, ASCE New York 1971
- INMAN, D.L. and  
NASU, N.  
1956  
Orbital velocity associated with wave  
action near the breaker zone.  
Beach Erosion Board. Washington D.C.  
Tech.Memo No. 79, 1956

- IPPEN, A.T. and  
KULIN, G.  
1954                      The shoaling and breaking  
                         of the solitary wave.  
                         Proc. Fifth Conf. Coastal  
                         Engineering, Sept. 1954
- IVERSEN, H.W.  
1951                      Laboratory Study of Breakers;  
                         Gravity Waves, National Bureau  
                         of Standards Circular 521
- IVERSEN, H.W.  
1952                      Waves and breakers in shoaling  
                         water Proc. Third Conf. Coastal  
                         Engineering 1952 pp.1 - 12
- IWAGAKI, Y. and  
SAKAI, T.  
1968                      Hyperbolic Waves and their  
                         Shoaling Coastal Eng. Conf. 1968 pp.119
- IWAGAKI, Y. and  
SAKAI, T.  
1970                      Horizontal Water Particle Velocity  
                         of finite Amplitude Waves  
                         Coastal Eng. Conf. 1970 Chapter 19
- IWAGAKI, Y. and  
SAKAI, S.  
1972                      Shoaling of Finite Amplitude Long  
                         Waves on a Beach of Constant Slope,  
                         Thirteenth International Conf. on  
                         Coastal Engineering 1972  
                         Abstracts of Papers
- IWAGAKI, Y., SAKAI, T.  
and KAWASHIMA, T.  
1973                      On the Vertical Distribution of  
                         Water Particle Velocity Induced by  
                         Waves on Beach  
                         Coastal Engineering in Japan 1973
- KAMPHUIS, J.W.  
1969                      Introduction to Wave Spectrum  
                         Analysis  
                         Department of Civ. Eng., Queen's  
                         Univ. Kingston, Ontario  
                         C.E. Research, Report No.64, Nov. 1969

- KAZANSKIJ, J. und  
PARTENSCKY  
1974      Arbeitsbericht über das For-  
schungsvorhaben Transportmecha-  
nismus in Zwei-Phasen-Strömungen  
(DFG, Az. Pa 57/3, 57/5)
- KEULEGAN, G.H. und  
PATTERSON, G.W.  
1940      Mathematical theory of Irrotational  
translation waves  
J.Res.Nat.Bur.Stand.U.S. Dept.  
Commerce, 24, 1940, pp 47 - 101  
(bei MASCH und WIEGEL 1961)
- KINSMAN, B.  
1965      Wind Waves, their Generation and  
Propagation on the Ocean Surface  
Prentice-Hall, Inc., 1965
- KIRSCHMER, O.  
1952      Die Theorie der Meereswellen als  
Grundlage von Modelluntersuchungen  
für Seebauten  
MAN-Forschungsheft 1952, 2. Halbj.
- KISS, A.Z.  
1970      A Calibrated Computer-Based Fourier-  
Analyzer  
Hewlett-Packard Journal, Jun. 1970
- KJELDSEN, S.P.  
1968      Breaking Waves  
JB Dam Film  
Gammell Strand 48, DK  
1202 Copenhagen K. Denmark
- KNOP, F.  
1961      Untersuchungen über Gezeitenbewe-  
gung und morphologische Veränderun-  
gen im nordfriesischen Wattgebiet  
als Vorarbeiten für Dammbauten  
Mitt.d.Leichtweiß-Instituts der  
Technischen Hochschule Braunschweig,  
Heft 1961/1

- KORTEWEG, D.J. und  
DE VRIES, G.  
1895
- On the change of Form of Long  
Waves Advancing in a Rectangu-  
lar Canal and on a New Type of  
Long Stationary Waves, "Philo-  
sophical Mag., Series 5,  
Vol. 39, 1895 (bei LE MEHAUTE  
et al. 1968)
- LAITONE, E.V.  
1961
- Higher Approximation to Nonli-  
near Water Waves and the Limiting  
Heights of Cnoidal, Solitary and  
Stokes Waves. Inst.of Eng.Res.  
Techn.Rept. Series 89, Issue 6,  
University of California, 1961 (bei  
Le MEHAUTE et al. 1968)
- LAITONE, E.V.  
1961
- The Second Approximation to Cnoi-  
dal and Solitary Waves,  
Journ. of Fluid Mech., Vol.9pp.  
430-444, 1961
- LAMPRECHT, H.-O.  
1955
- Brandung und Uferveränderungen an  
der Westküste von SYLT  
Mitt. des Franzius-Instituts, H.8,  
Hannover 1955
- LARRAS, J.  
1952
- Recherches Expérimentales sur le  
déferlement des Lames Ann. Ponts  
et Chaussees V. 122 p. 525
- LE MEHAUTE, B.  
DIVOKY, D. and  
LIN, A.  
1968
- Shallow Water Waves: A Comparison  
of Theories and Experiments  
Proc. of the Coastal Engineering  
Conf. 1968



- LONGUET-HIGGINS, M.S.  
1952                      On the statistical Distribution  
                            of Heights of Sea Waves  
                            Journal of Marine Research  
                            Vol. X No. 3, 1952, p. 245
- LONGUET-HIGGINS, M.S.  
and STEWART, R.W.  
1964                      Radiation Stresses in Water Waves;  
                            A Physical Discussion with Application
- MAGENS, C.  
1958                      Seegang und Brandung als Grundlage  
                            für Planung und Entwurf im Seebau  
                            und Küstenschutz.  
                            Mitt. Franzius-Institut, H. 14,  
                            Hannover 1958
- MASCH, F.D. and  
WIEGEL, R.L.  
1961                      CNOIDAL waves - Tables of Functions  
                            Council on Wave research.  
                            The Engineering Foundation Richmond,  
                            California, 1961, 129 pp.
- MICHE, R.  
1944                      "Mouvements Onduloires des Mers en  
                            Profondeur Constante on Decroissante"  
                            Annales des Pontes et Chaussees, 1944  
                            (bei BIESEL 1951)
- MILLER, R.L. and  
ZEIGLER, J.M.  
1964                      The internal velocity Field in breaking  
                            waves  
                            Proc. Ninth Conf. Coastal Eng. 1964
- MORISON, J.R. and  
CROOKE, R.C.  
1953                      The mechanics of deep water, shallow  
                            water breaking waves  
                            Beach Erosion Board  
                            Tech. Memo. No. 40, 1953
- MUNK, W.H.  
1949                      The Solitary Wave Theory and its  
                            Application to Surf Problems Annals  
                            New York Academy of Sciences 51 (1949)  
                            pp.376 - 423

- NEUMANN, G.  
1953  
On Ocean Wave Spectra and a  
New Method of Forecasting Wind-  
generated Sea.  
Beach Erosion Board  
Techn. Mem. No. 43, 1953
- O'BRIEN, M.P.  
1949  
The Causes of Plunging and  
Spilling Breakers, Bull. of the  
Beach Erosion Board, 3,3 Washington
- PATRICK, D.A. and  
WIEGEL, R.L.  
1955  
Amphibian Tractors in the Surf,  
Proc. First Conf. on Ships and  
Waves,  
The Engineering Foundation Council  
on Wave Research and the American  
Society of Naval Architects and  
Marine Engineers
- PLATE, E.  
1971  
Analyse kontinuierlicher Zufallsfunk-  
tionen, Mitteilungen Institut Wasser-  
bau III Univ. Karlsruhe, Heft 1, 1971
- RANKINE, W.J.M.  
1860  
On the exact form of waves near the  
surface of deep water.  
Phil. Trans. Roy.Soc. A 153 127-138  
(bei KINSMAN 1965)
- REID, R.O.  
1959  
Special Report on Waves, Tides and  
Wave Forces for the MAGNOLIA petroleum  
Comp.
- ROLL, H.U.  
1956  
Oberflächen-Wellen des Meeres.  
In: Handbuch der Physik, Bd. 48,  
Marburg 1956
- ROTH, P.R.  
1970  
Digital Fourier-Analysis  
Hewlett-Packard Journal, Jun. 1970

- SAVILLE, T. Jr.  
1962                      Experimental Determination of  
Wave Setup.  
Proc. 2nd Techn. Conf. on Hurricanes,  
Nat. Hurr. Res. Rep. No. 50, 1962  
(bei SIEFERT 1974)
- SCHOTTRUMPF, R.  
1973                      Über die Bestimmung von Bemessungs-  
wellen für den Seebau am Beispiel  
der südlichen Nordsee  
Mitt. des Franzius-Instituts der  
Technischen Universität Hannover,  
Heft 39
- SCHULEJKIN, W.W.  
1960                      Theorie der Meereswellen  
Akademie-Verlag Berlin 1960
- SIEFERT, W.  
1971                      Die Seegangsverhältnisse im Elb-  
mündungsgebiet (Untersuchungen 1963  
bis 1970)  
Hamburger Küstenforschung, H.18, 1971
- SIEFERT, W.  
1974                      Über den Seegang in Flachwasserge-  
bieten, Mitteilungen des Leichtweiß-  
Instituts für Wasserbau der TU Braun-  
schweig Heft 40, 1974
- SPIEGEL, M.R.  
1972                      Theory and Problems of Statistics  
Schaum's Outline Series,  
Mc. Graw-Hill 1972
- STOKER, J.J.  
1948                      The formation of breakers and bores  
Comm. Pure Appl. Math. 1(1) 1-87  
(bei KINSMAN 1965)
- STOKES, G.G.  
1847                      On the Theory of Oscillatory Waves.  
Trans. Cambridge Philosophical  
Society, Bd. 8 (1847), S. 441  
(bei KIRSCHMER 1952)

- STREET, R.L. und  
CAMFIELD, P.E.  
1966  
Observations and Experiments on  
Solitary Wave Deformation Proc.  
Xth Coastal Engineering Conf.  
Tokyo, 1966 (bei FUHRBÜTER 1974)
- SVERDRUP H.U. and  
MUNK, W.H.  
1947  
Wind, sea and swell: theory of  
relations for forecasting. U.S.  
Navy Hydrographic Office Pub.  
No. 601.44 pp (bei KINSMAN 1965)
- SYLVESTER, R.  
1974  
Coastal Engineering Generation,  
Propagation and Influence of Waves  
Developments in Geotechnical Engineer-  
ing U.A. Elsevier Scientific Publi-  
shing Company Amsterdam, London,  
New York, 1974
- TUCKER, M.J.  
1963  
Analysis of Records of Sea Waves  
Proc. I.C.E., Vol. 26, Oct. 1963  
pp. 305 - 316
- WEY, J.  
1920  
Die Energie der Meereswellen als  
Grundlage zur Berechnung von Molen.  
Jahrbuch der Hafenbautechnischen  
Gesellschaft, Bd. III, 1920,  
S. 201/36 (bei BRUNS 1955)
- WIEGEL R.L. and  
BEEBE, K.E.  
1956  
The design wave in shallow water,  
7. Waterways Harbors, Div., ASCE, 82
- WIEGEL, R.L. and  
SKJEI, R.E.  
1958  
Breaking Wave Force Prediction,  
Journal of the Waterways and  
Harbors Division, ASCE, 84
- WIEGEL, R.L.  
1964  
Oceanographical Engineering Prentice-  
Hall International Series in Theore-  
tical and applied mechanics  
Fluid Mechanics Series

WOOD, A.M.  
1969

Coastal Hydraulics  
Macmillan and Co. Ltd.  
Pitman Press

ZENKOWICH, W.P.  
BUDANOW, W.J.  
1948

Über die Deformierung der tro-  
choidalen Welle am Ufer  
Meteorologie und Hydrologie Nr. 6  
1948, Hydromonitor-Verlag der UdSSR

ZENKOWICH, W.P.  
1967

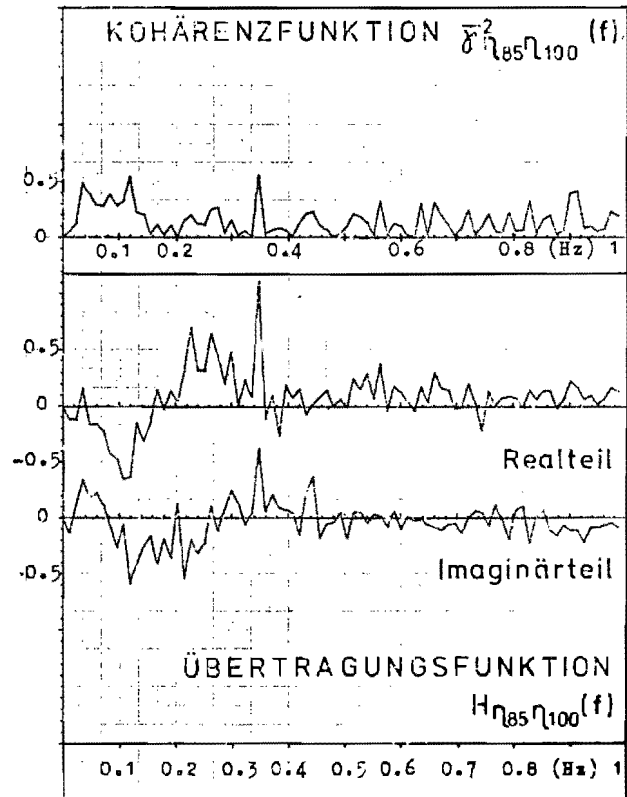
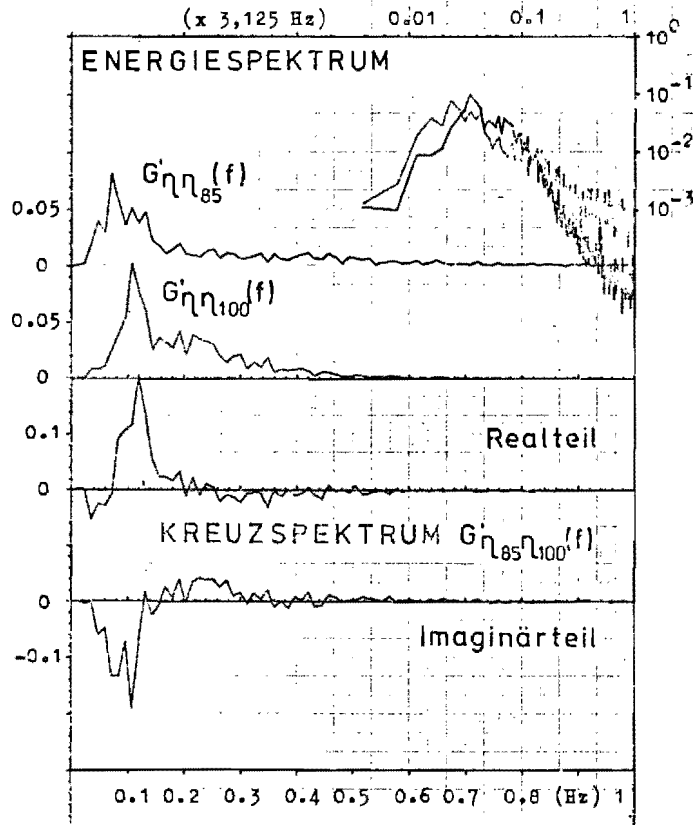
Processes of Coastal Development  
Oliver and Boyd, Edinburgh and  
London

19. ANHANG

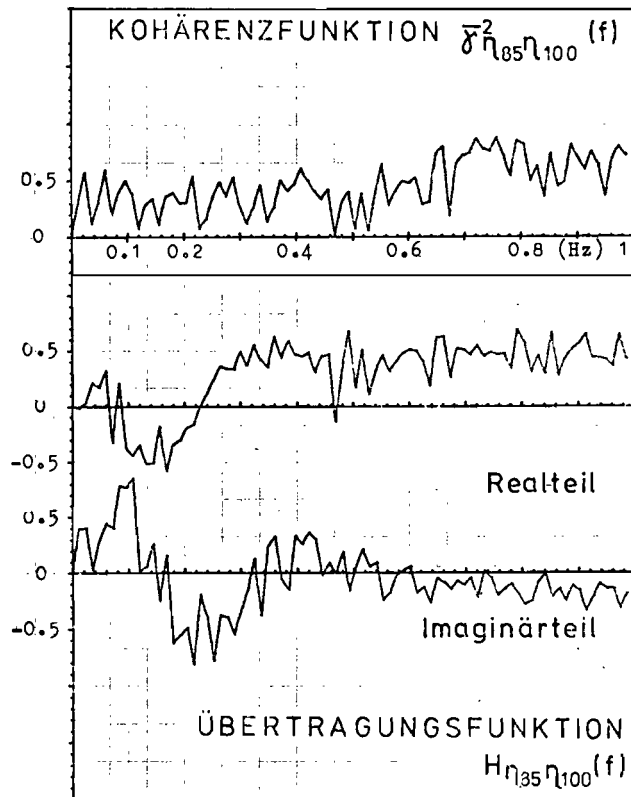
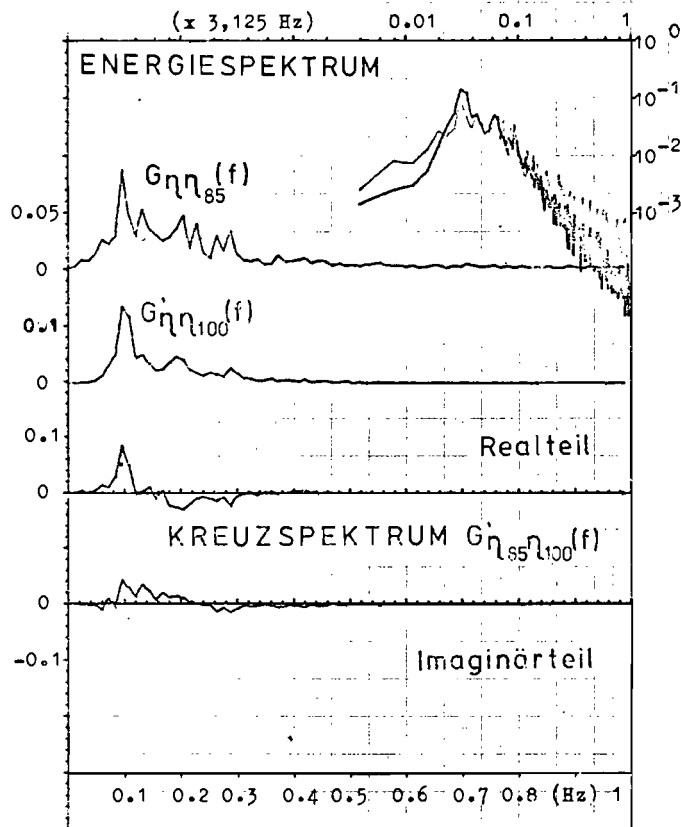
Darstellung der Spektralfunktionen

Meßreihe	Anlagen
II/I	1 bis 16
III/IV	17 bis 32
II/III	33 bis 48
II/IV	49 bis 64

# SPEKTRALFUNKTIONEN II.1 / I.1

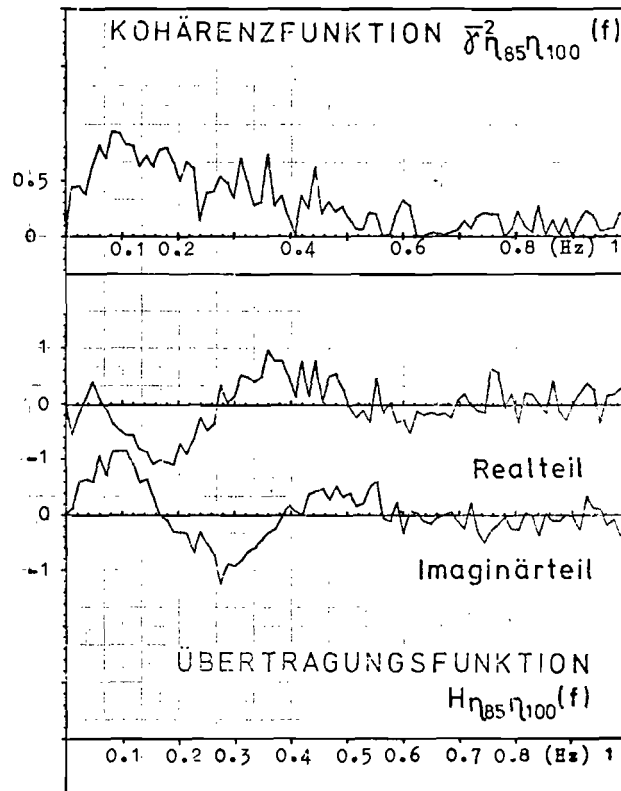
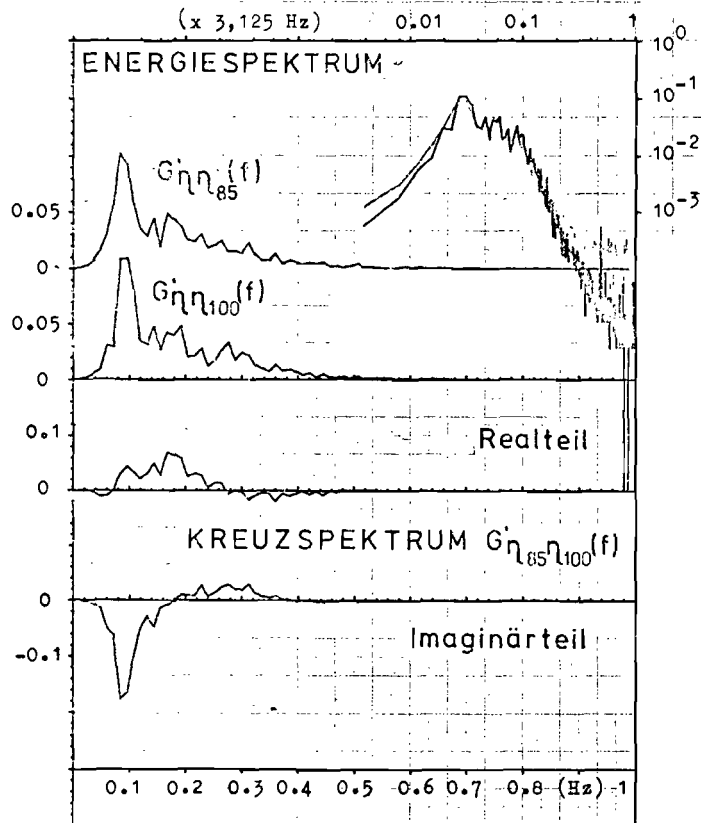


# SPEKTRALFUNKTIONEN II.2 / I.2

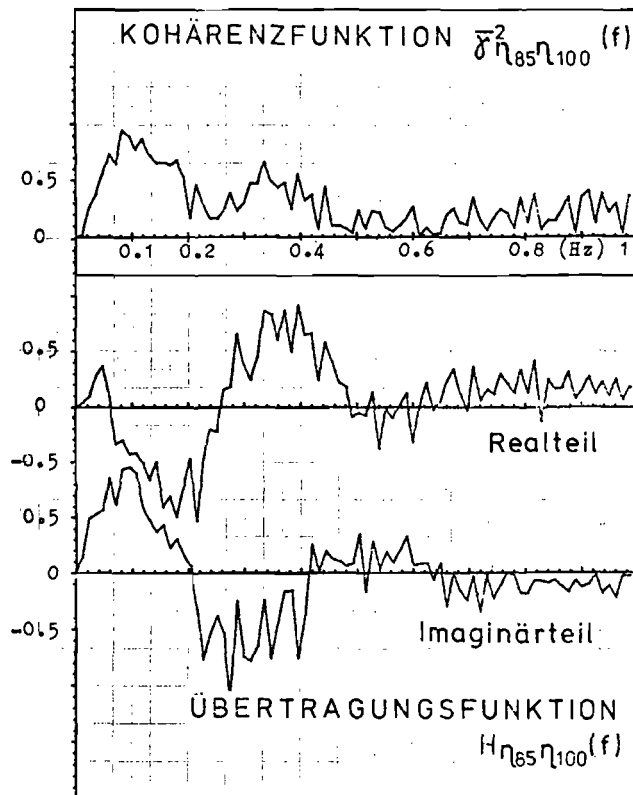
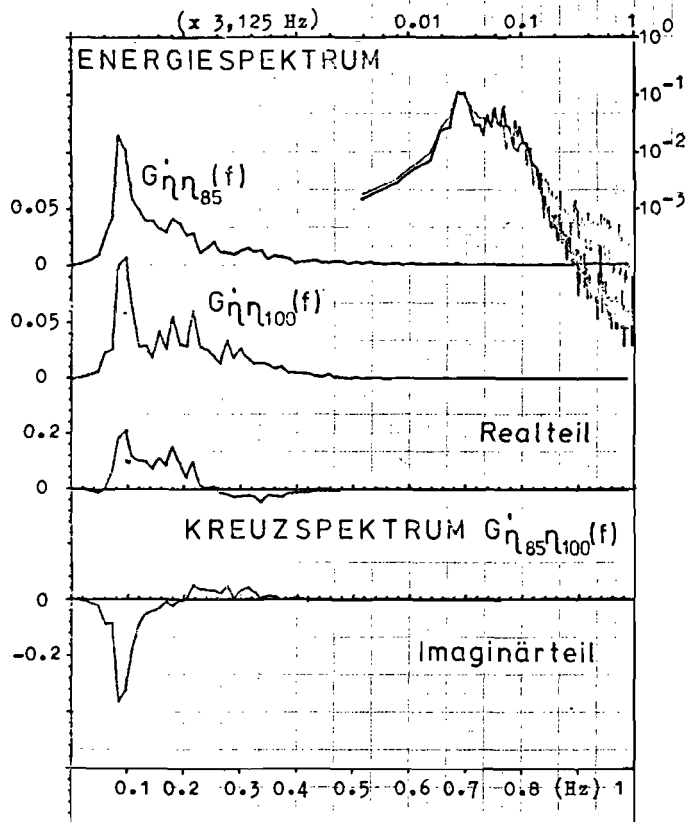




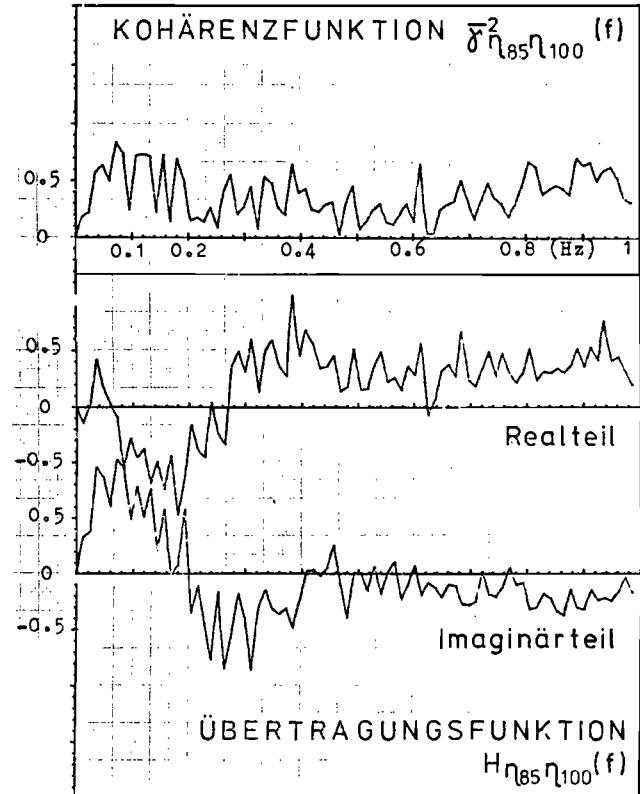
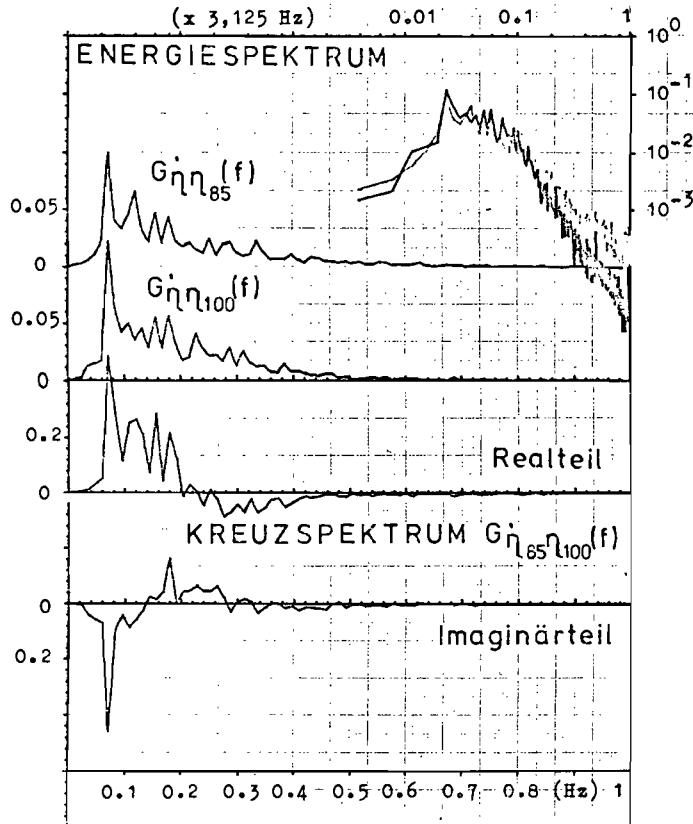
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.3 / I.3



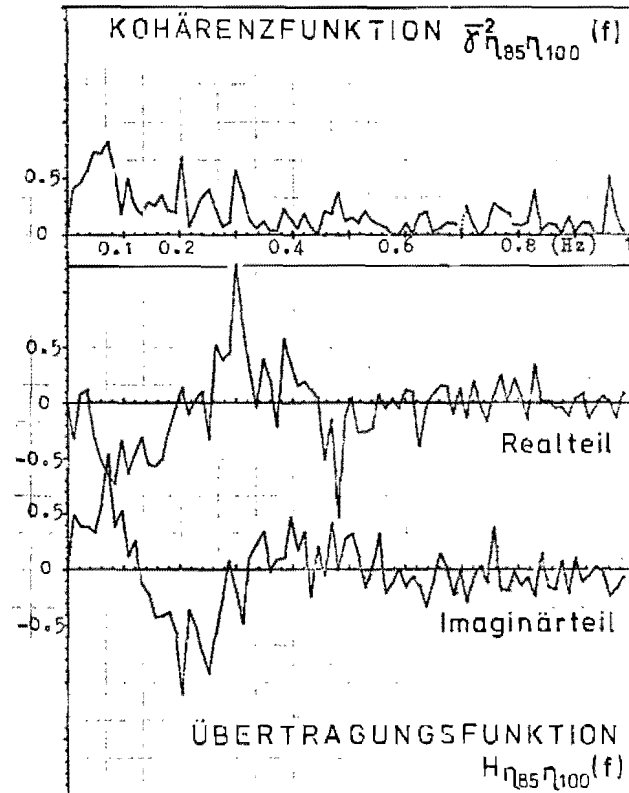
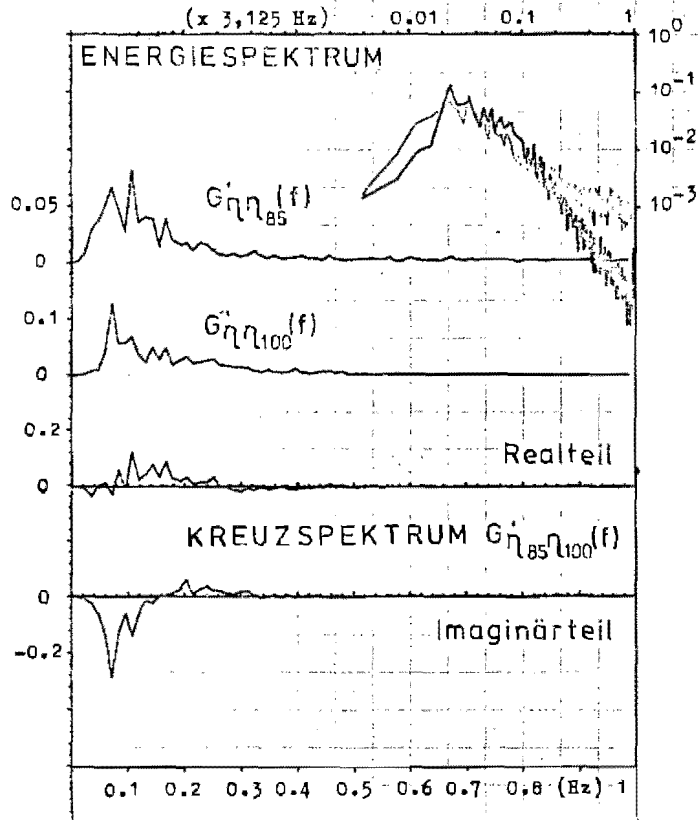
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.4 / I.4



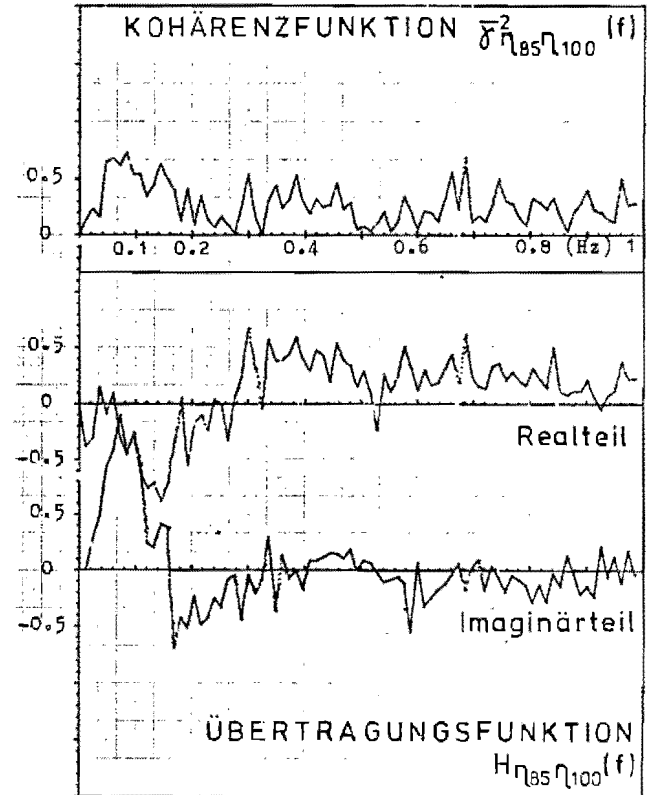
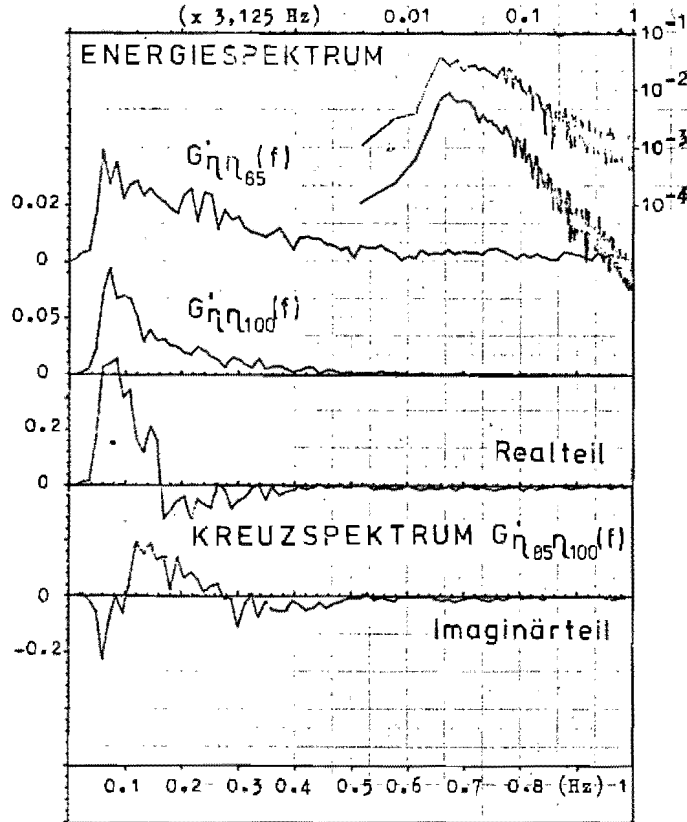
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.5 / I.5



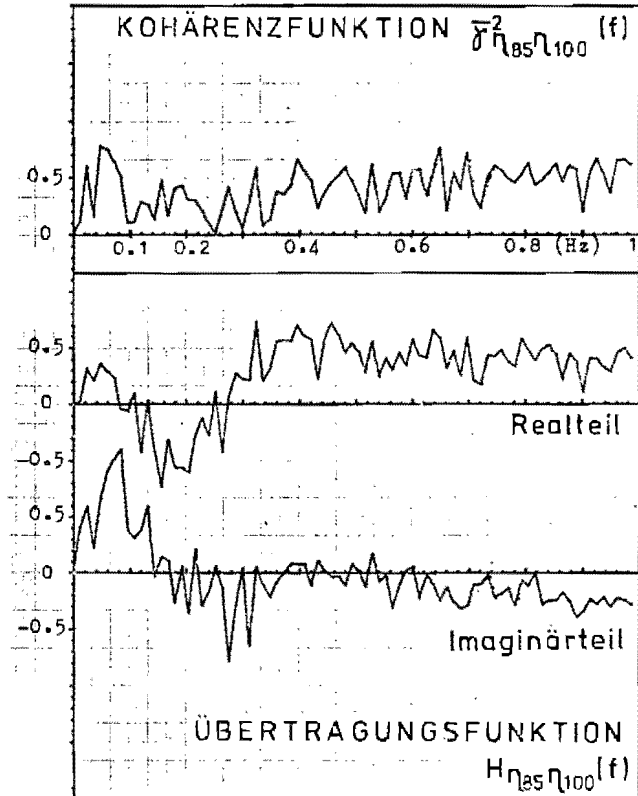
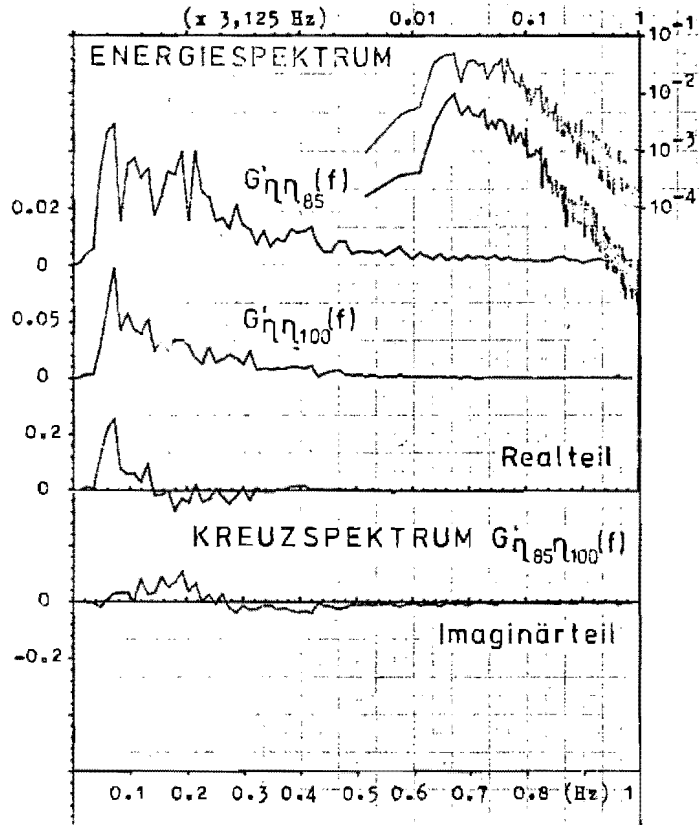
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.6 / I.6



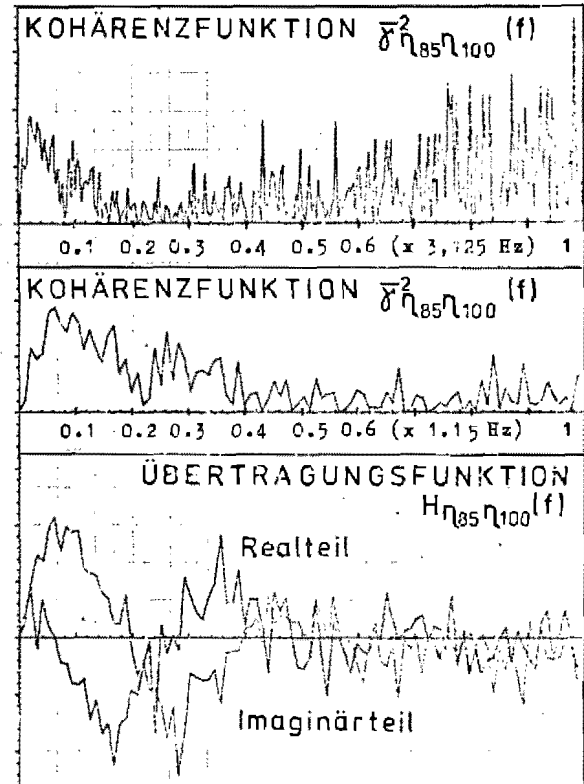
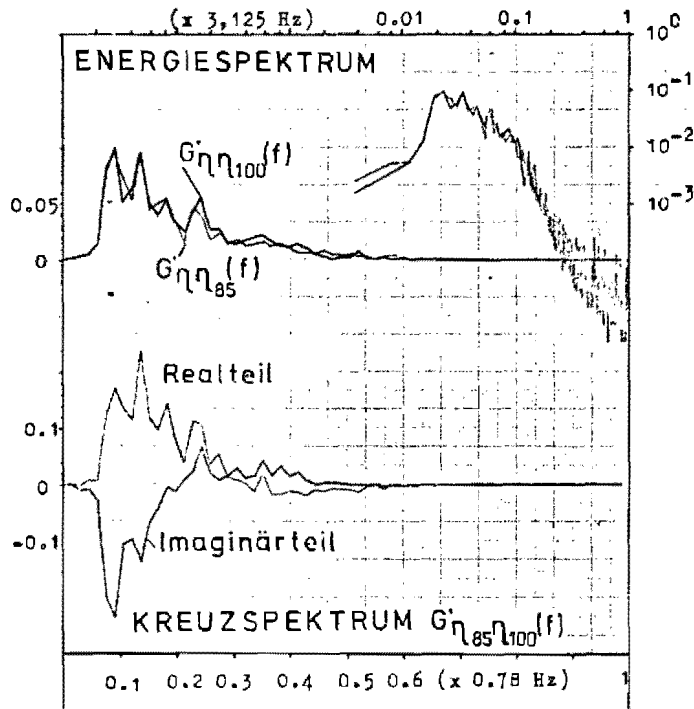
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.7 / I.7



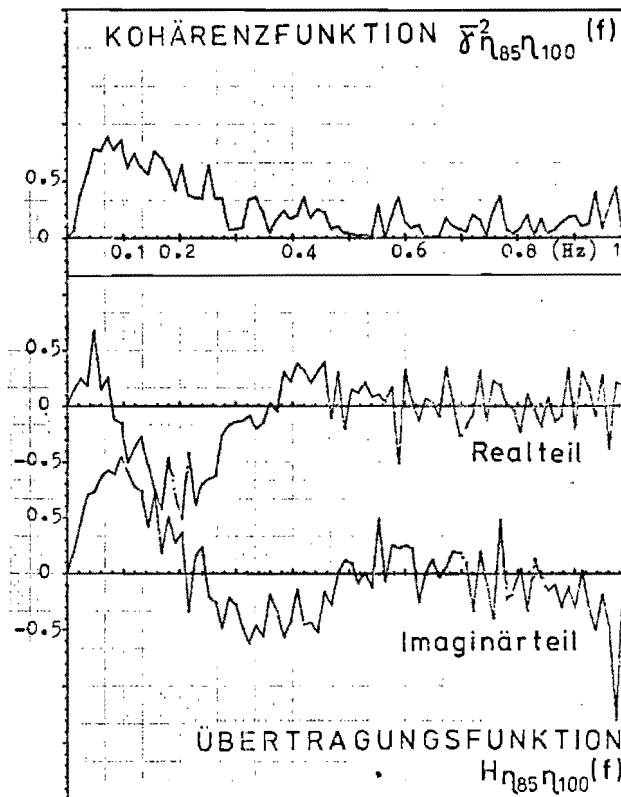
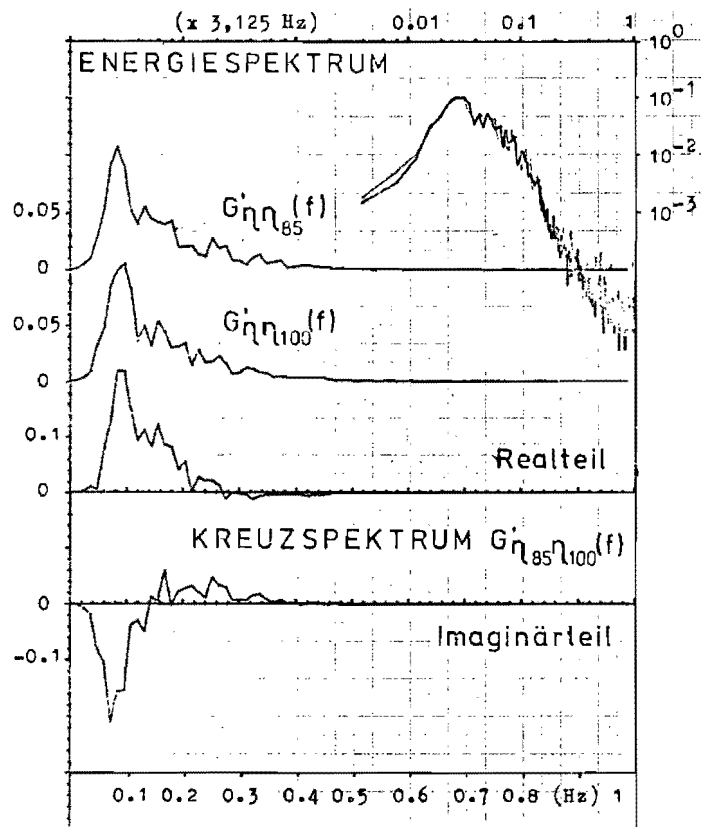
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.8 / I.8



# SPEKTRALFUNKTIONEN II 9 / I.9

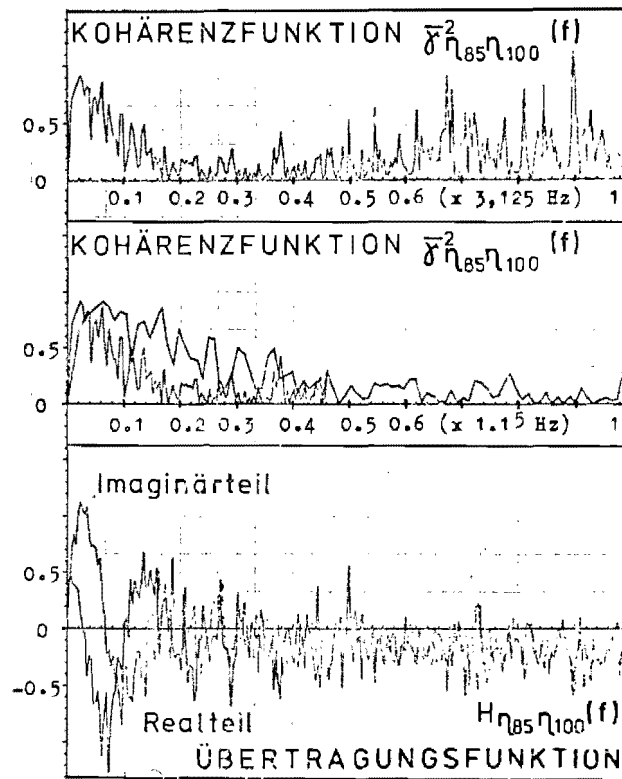
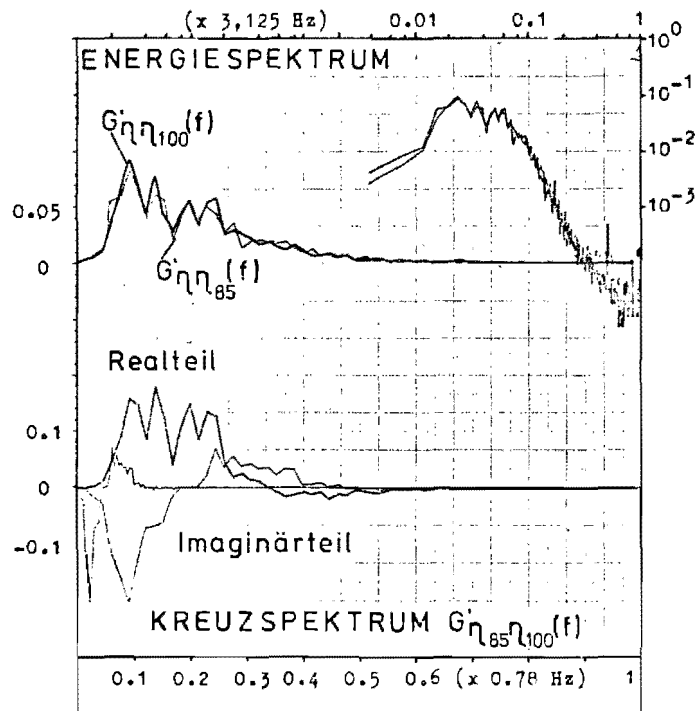


# SPEKTRALFUNKTIONEN II.10 / I.10

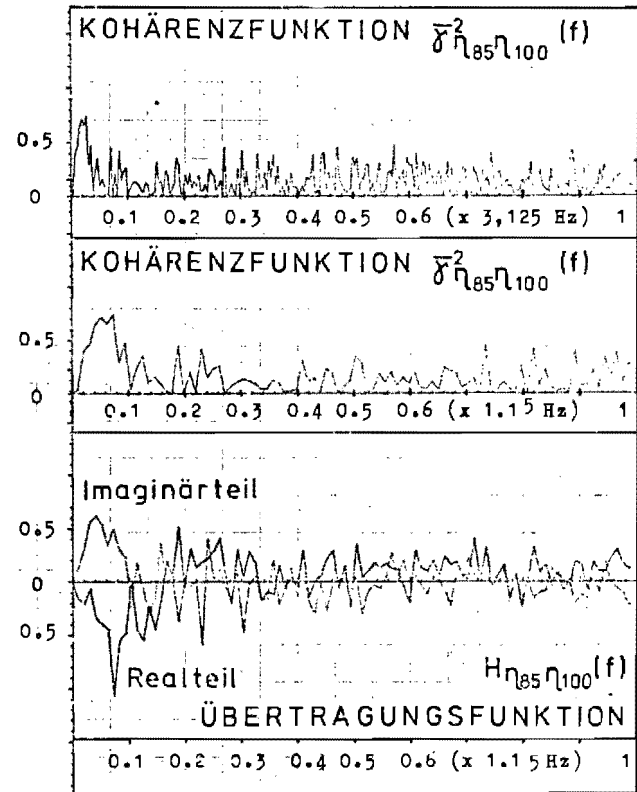
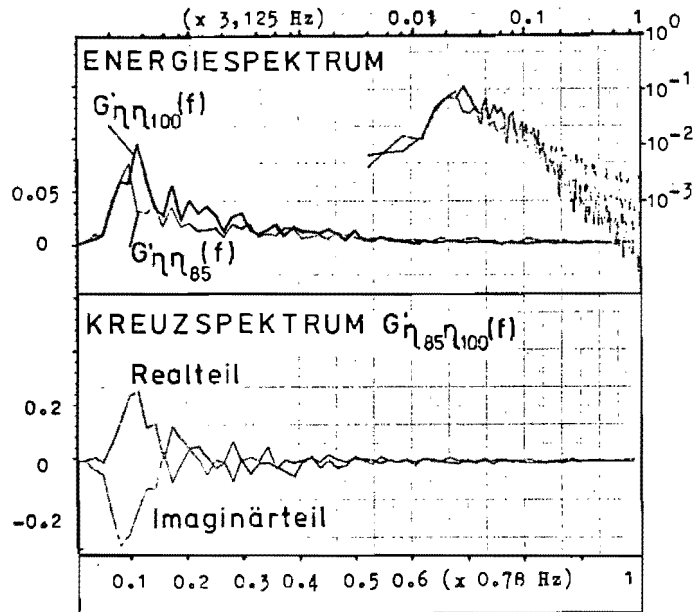




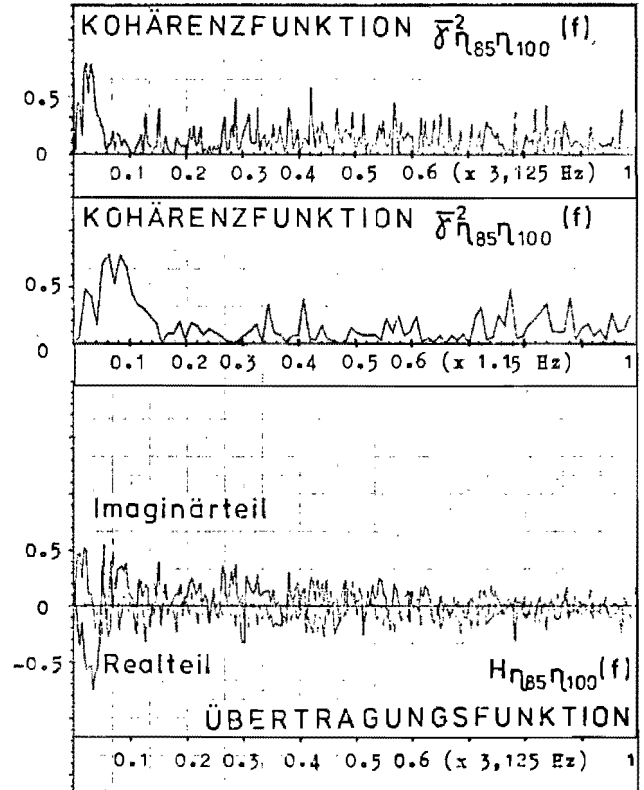
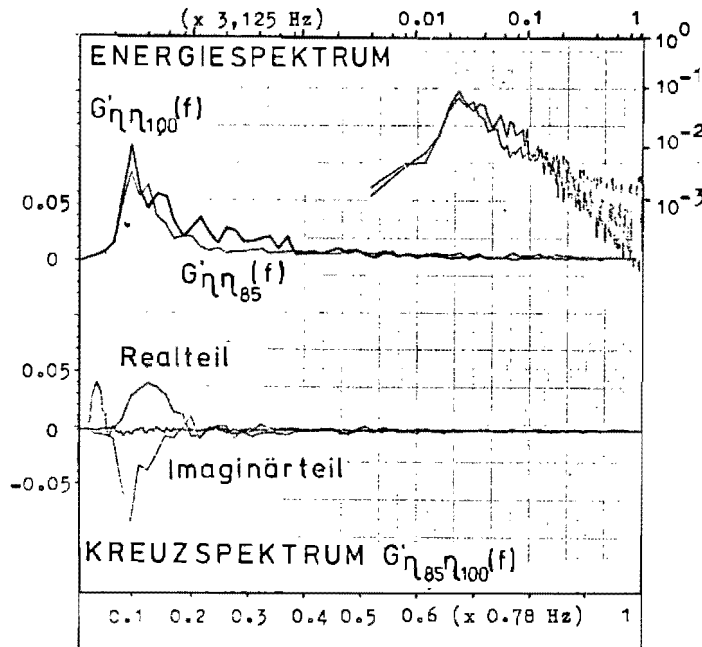
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.11 / I.11



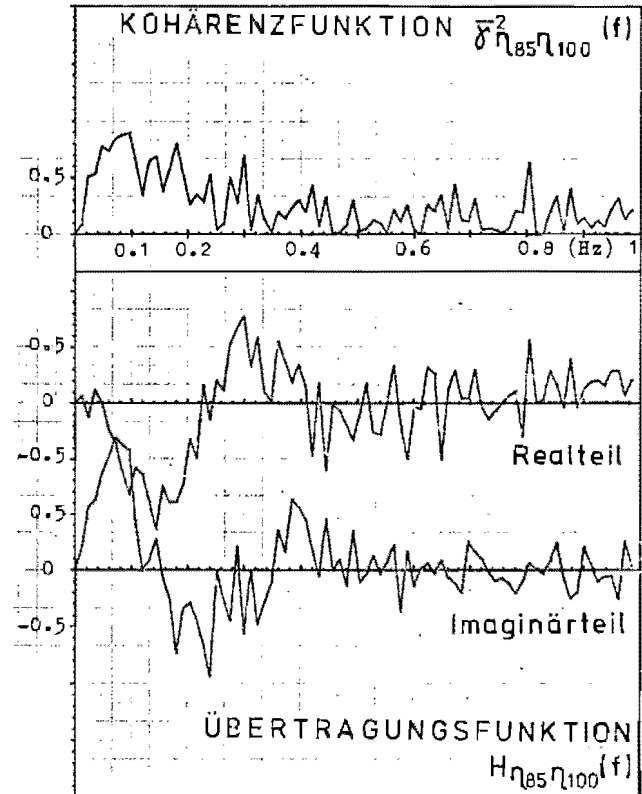
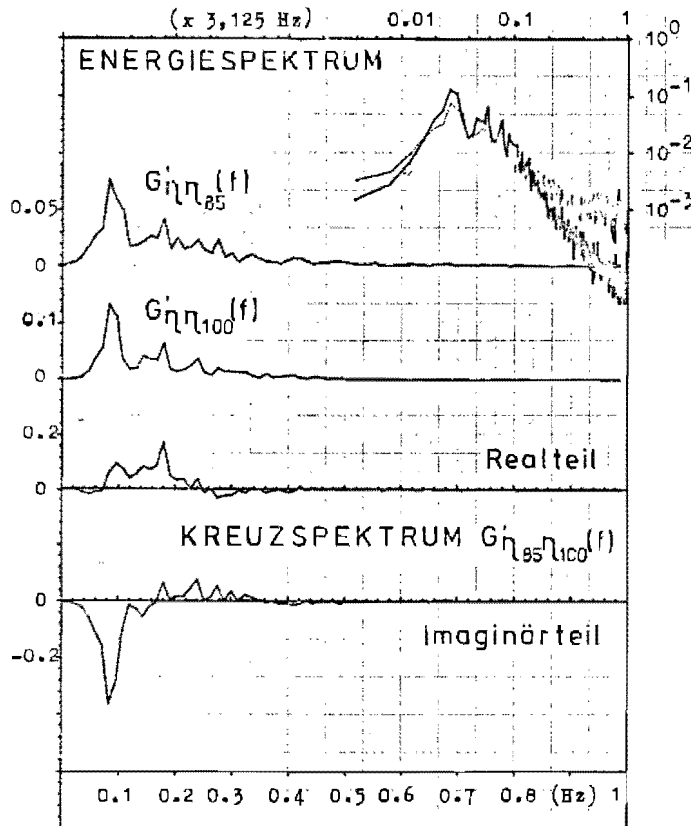
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.12 / I.12



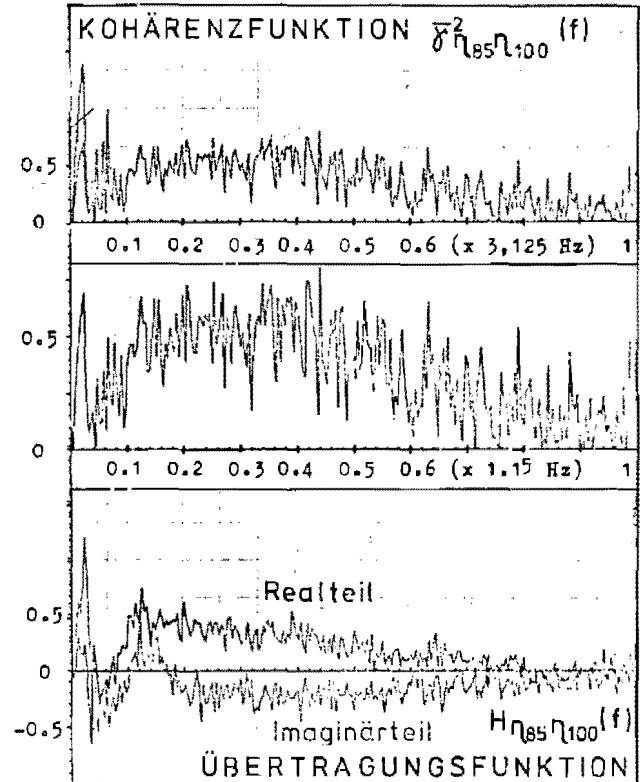
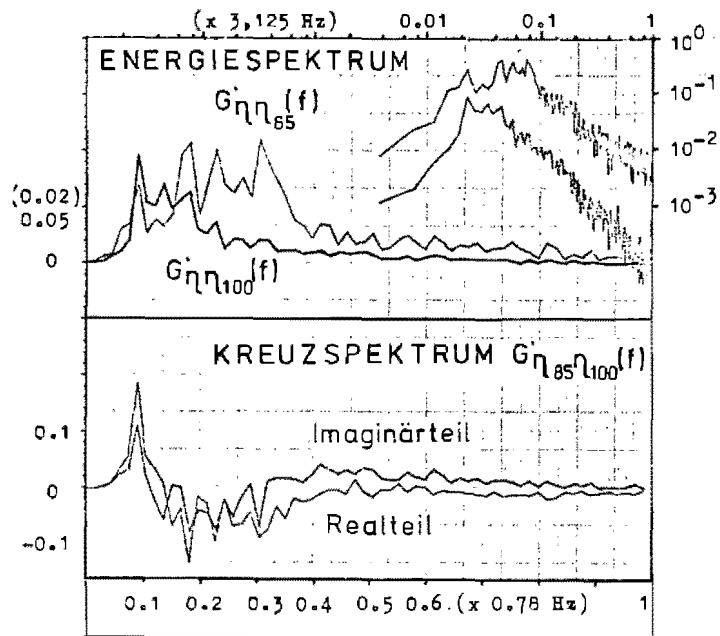
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.13 /I.13



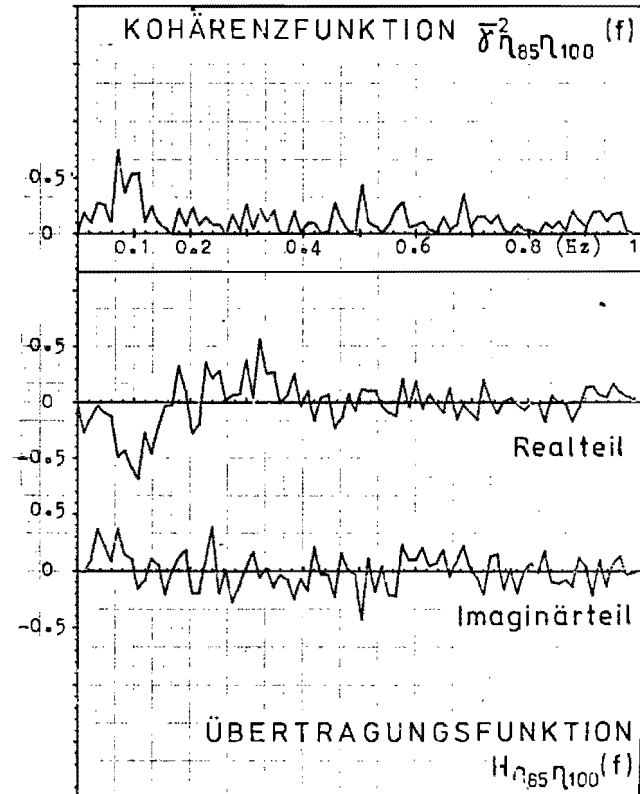
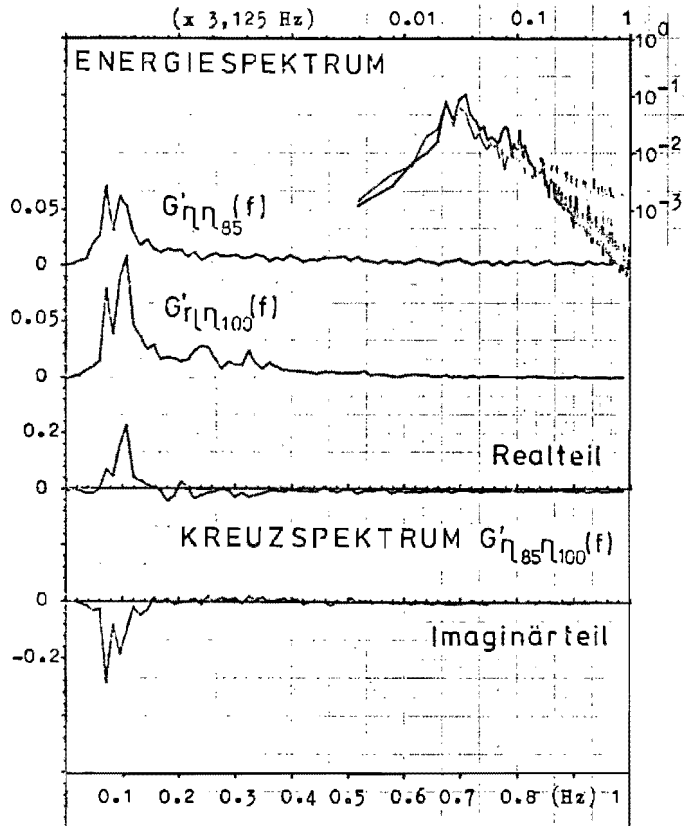
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.14 / I.14



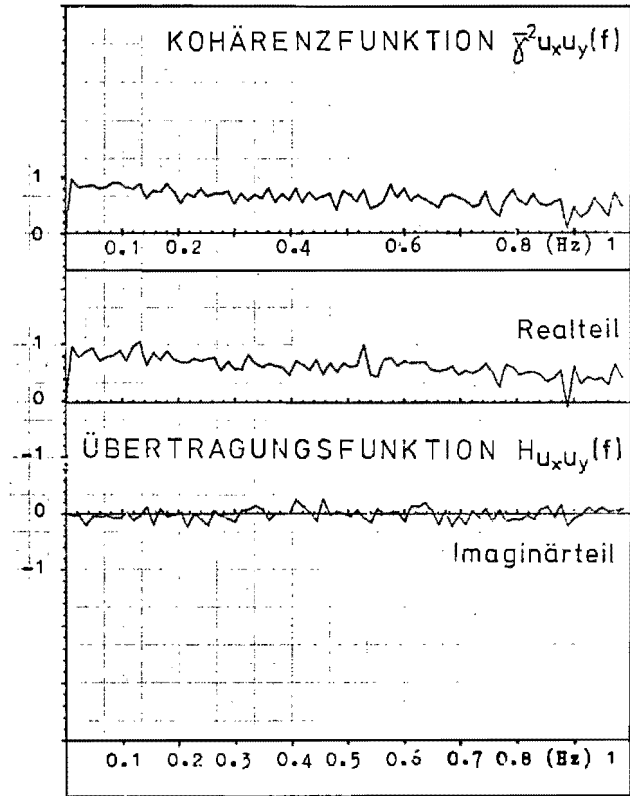
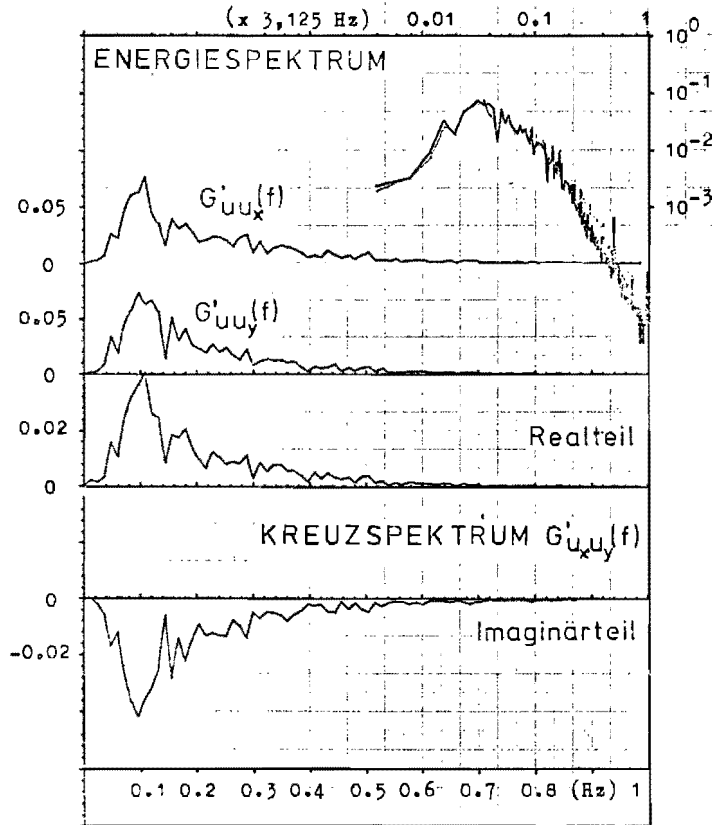
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.15 /I.15



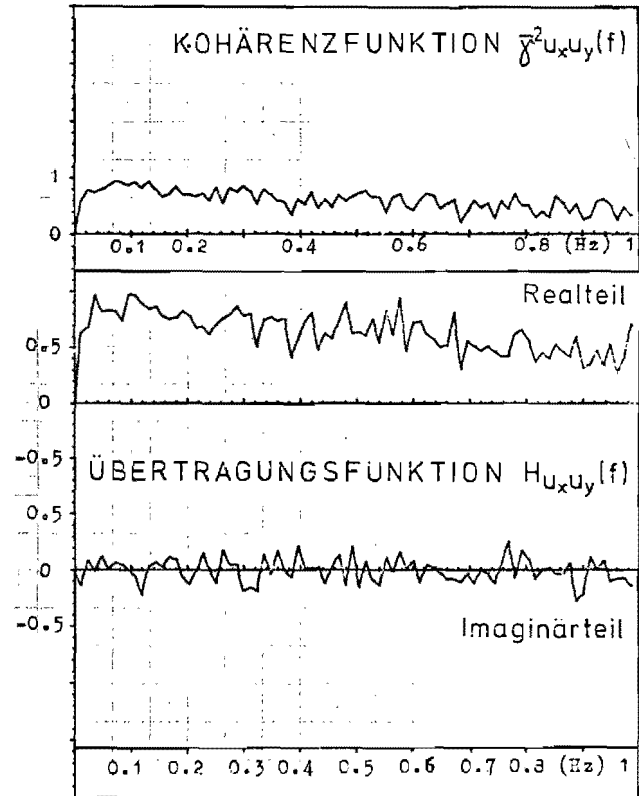
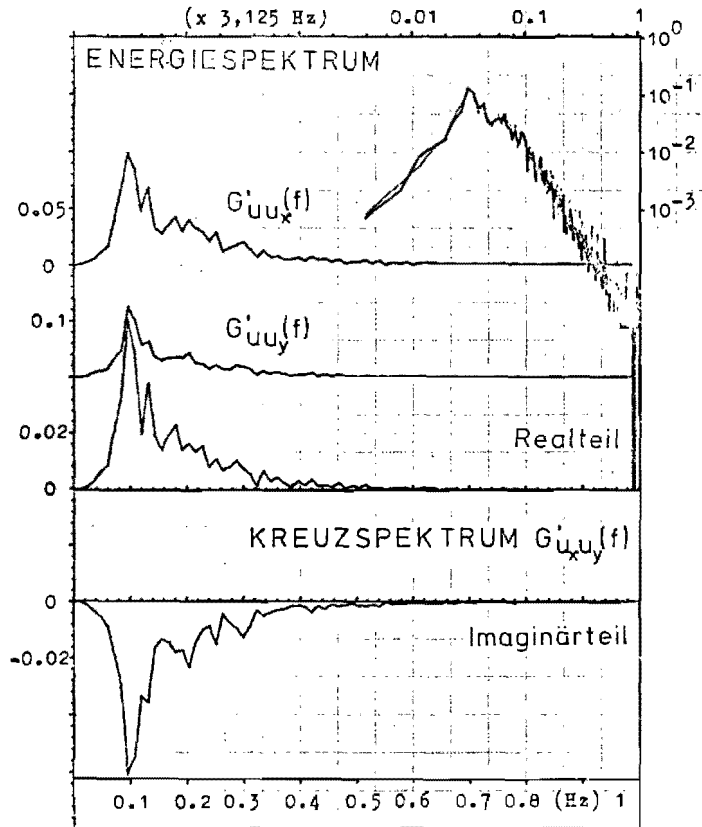
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.16 / I.16



# SPEKTRALFUNKTIONEN III.1 / IV.1

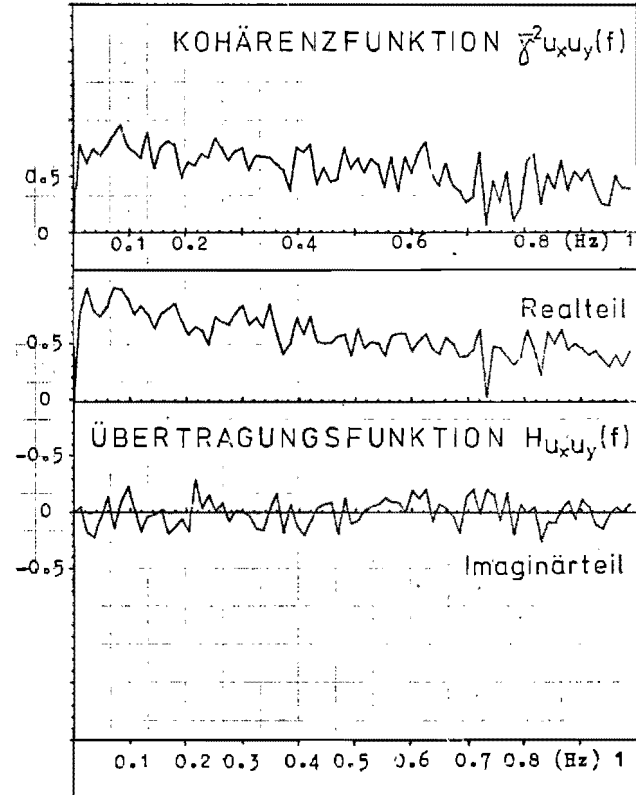
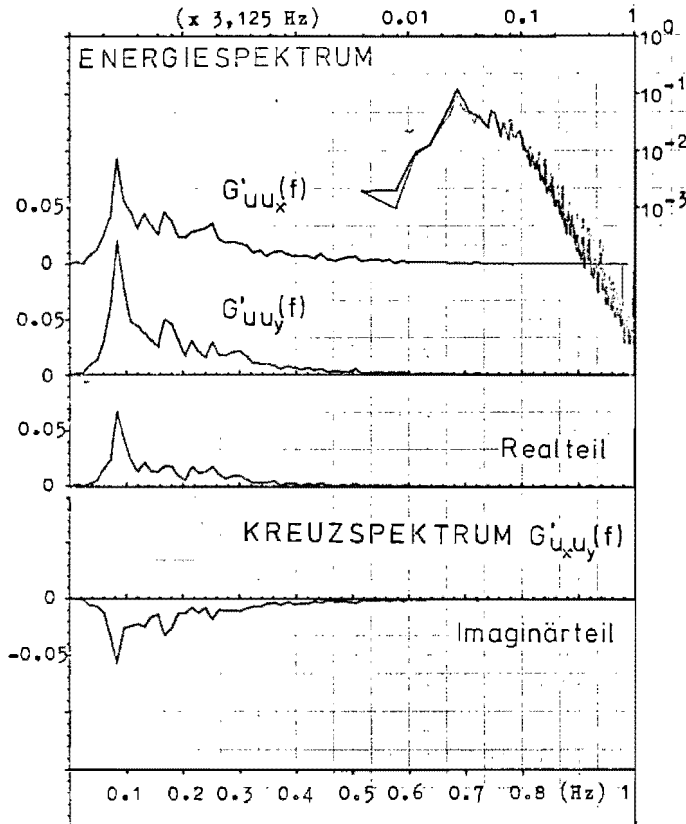


# SPEKTRALFUNKTIONEN III.2 /IV.2

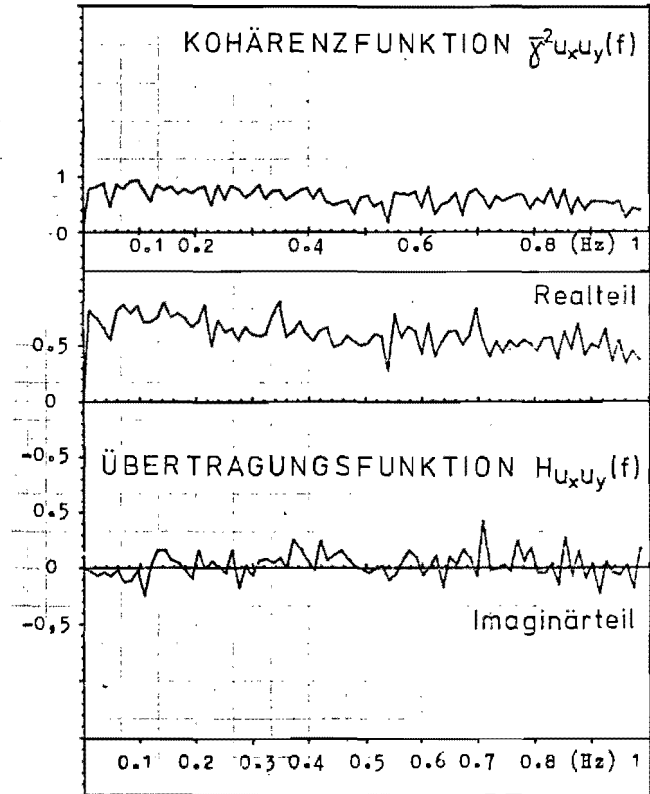
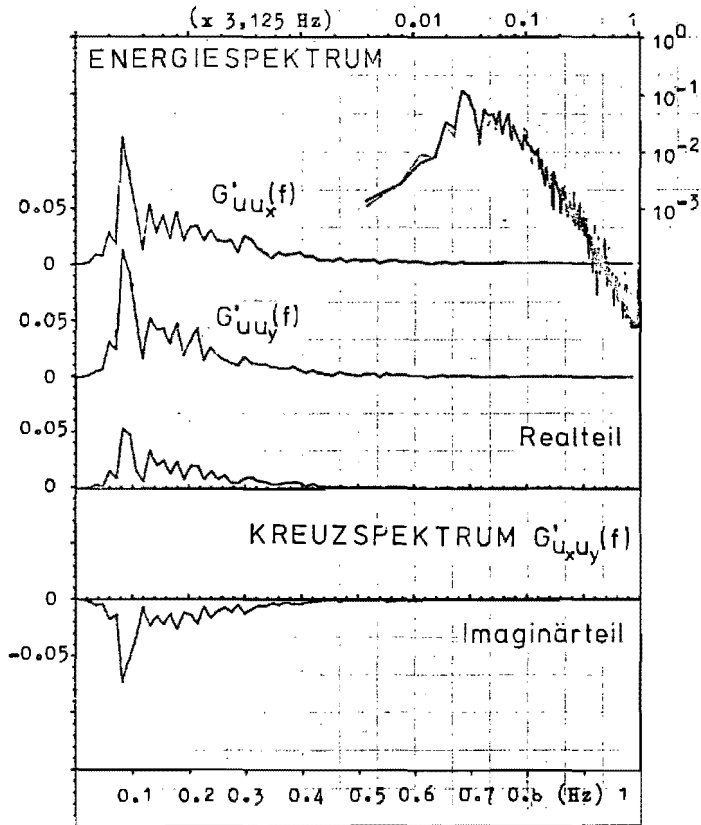




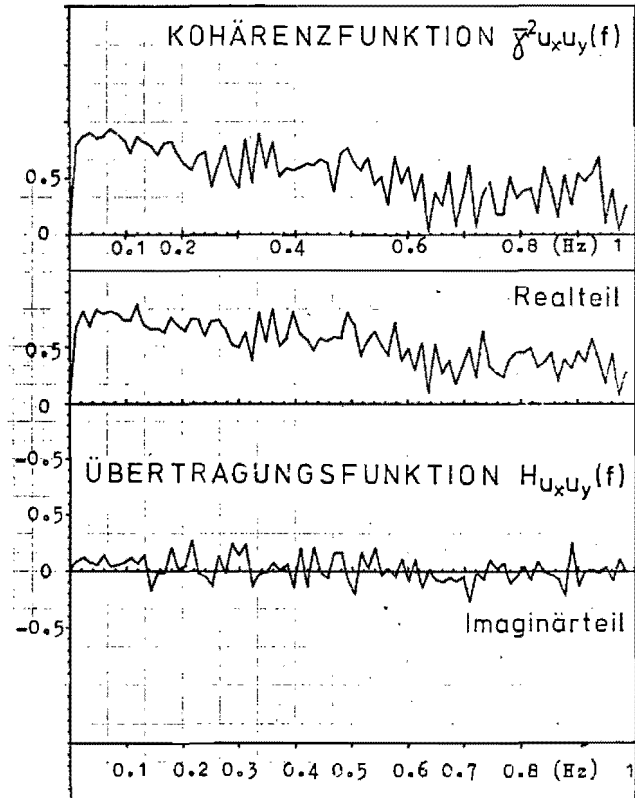
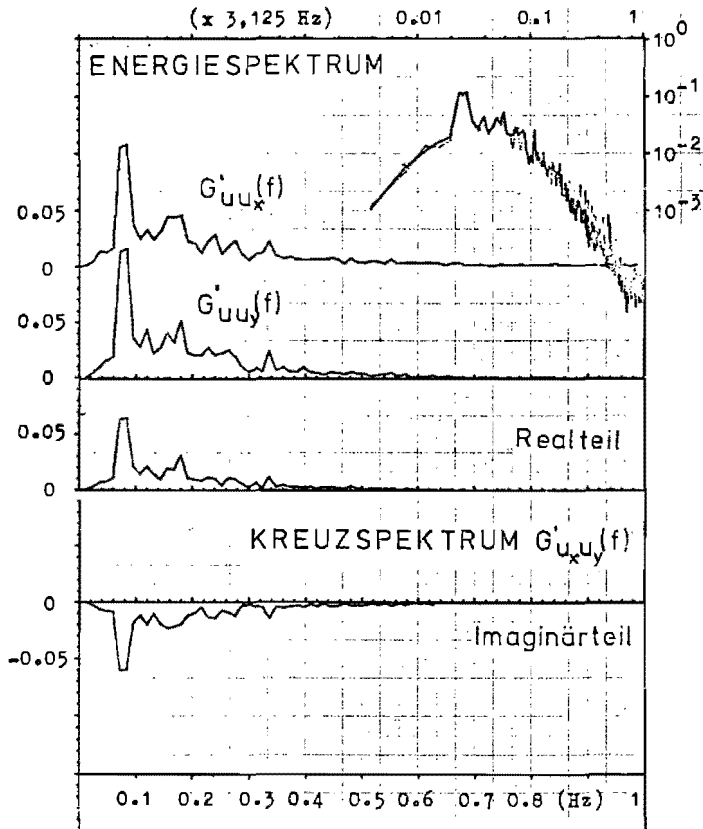
# SPEKTRALFUNKTIONEN III.3 /IV.3



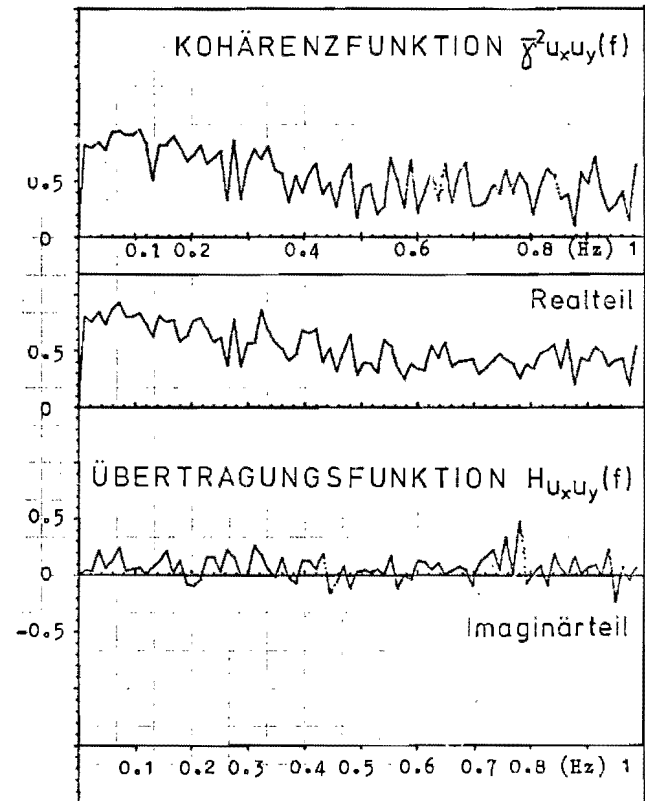
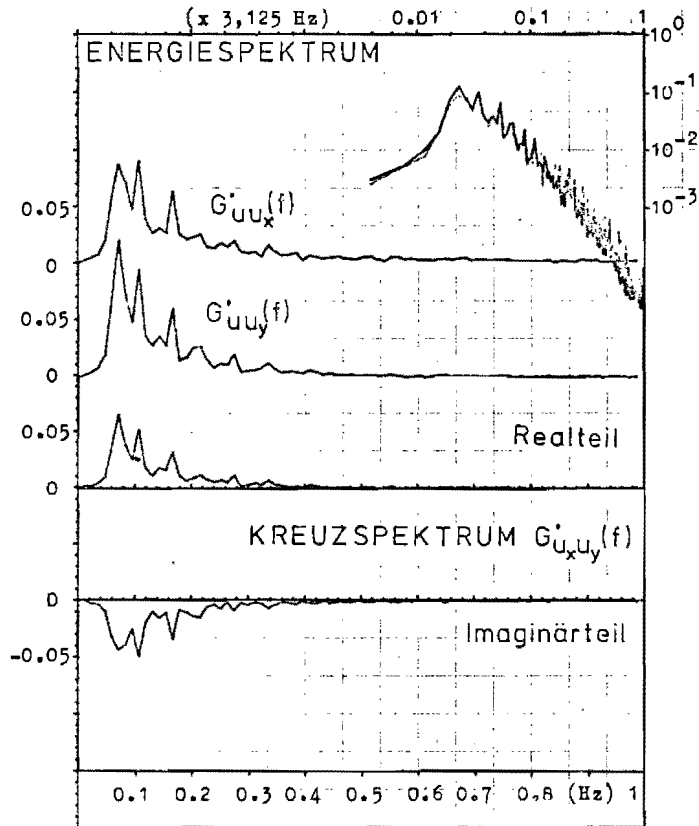
# SPEKTRALFUNKTIONEN III.4 / IV.4



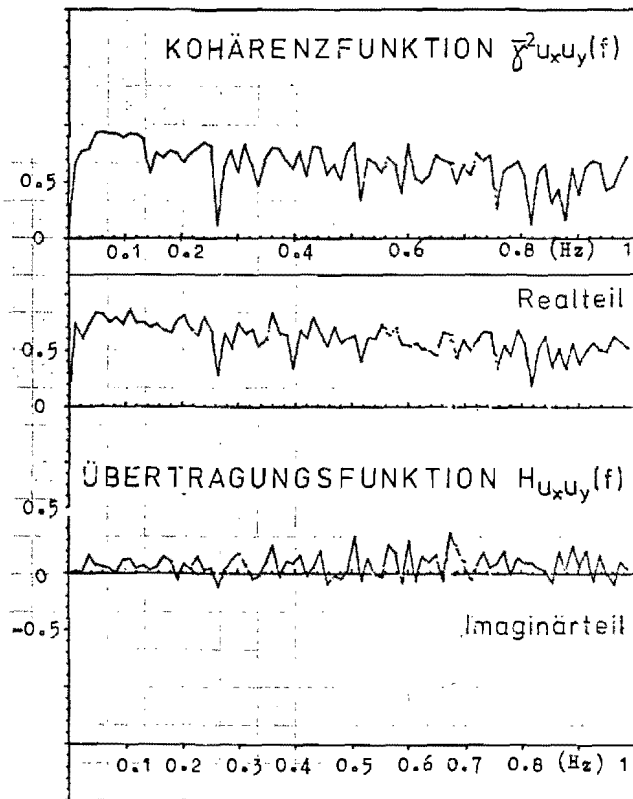
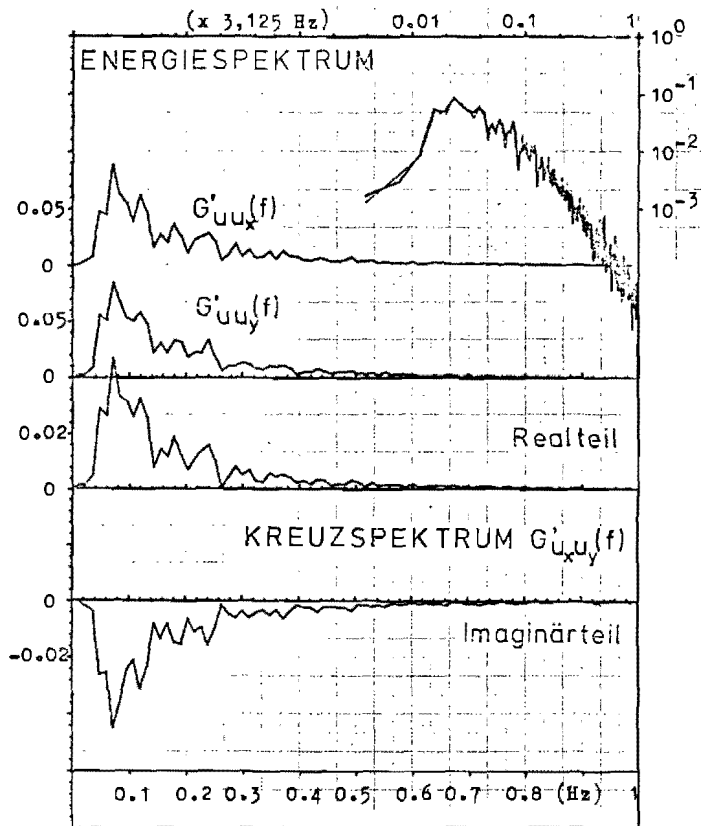
# SPEKTRALFUNKTIONEN III.5 / IV.5



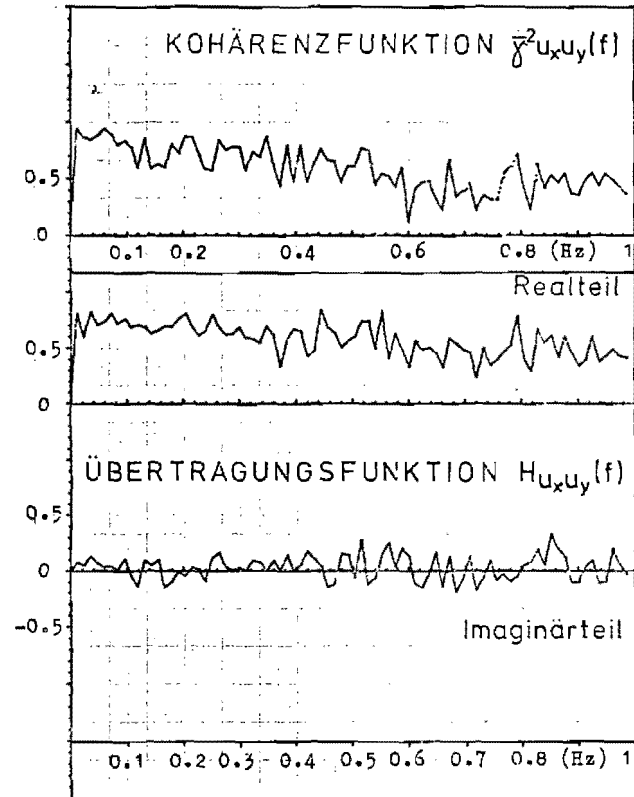
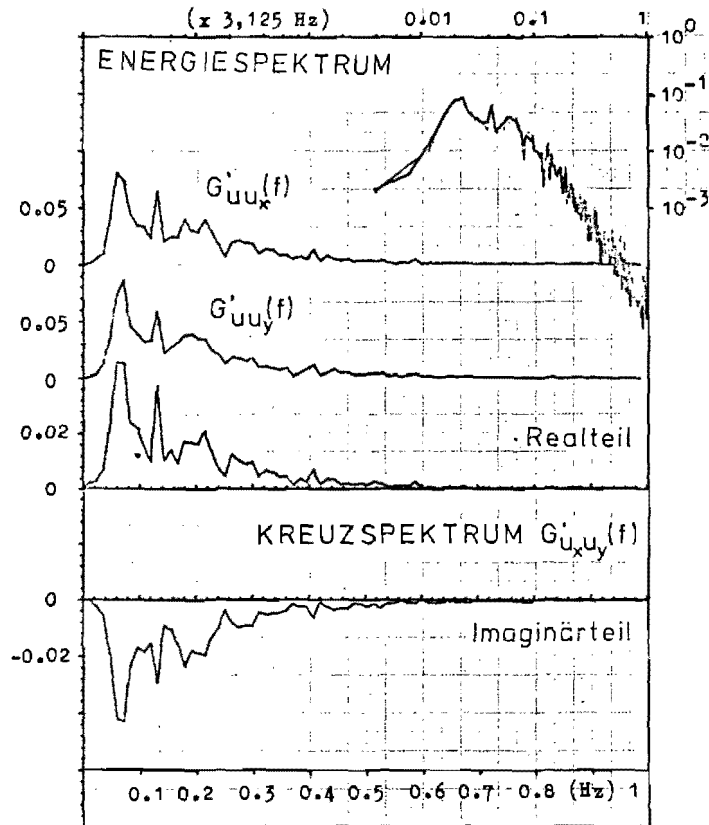
# SPEKTRALFUNKTIONEN III.6 / IV.6



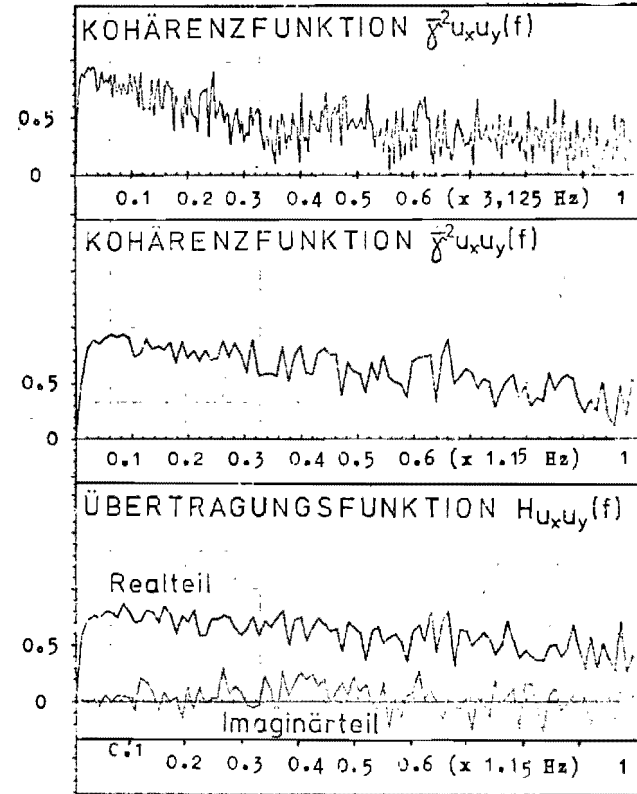
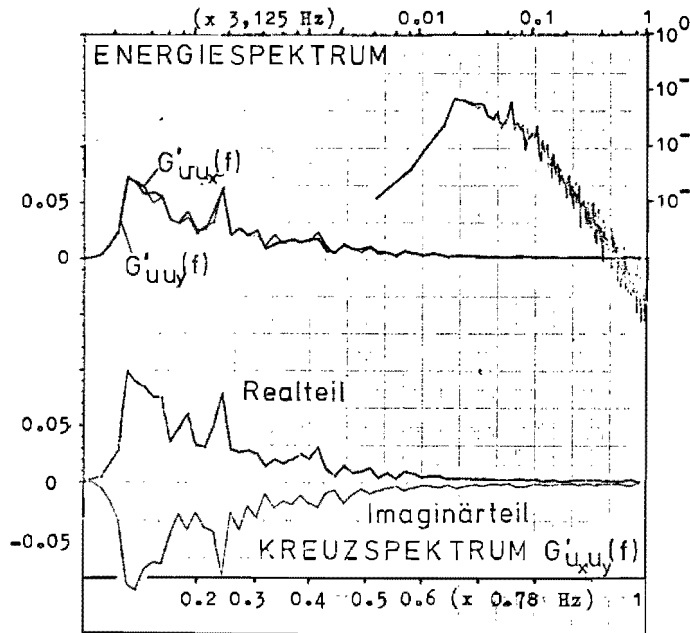
# SPEKTRALFUNKTIONEN III.7 / IV.7



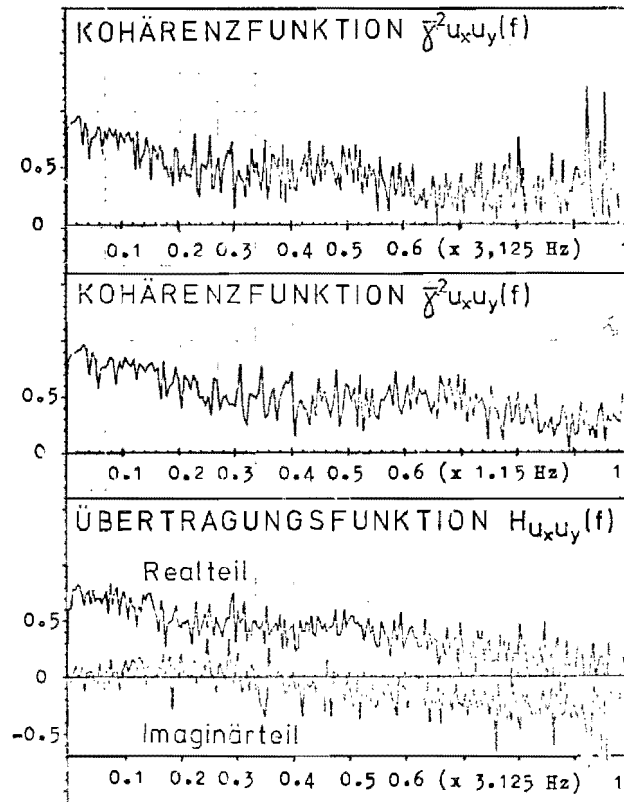
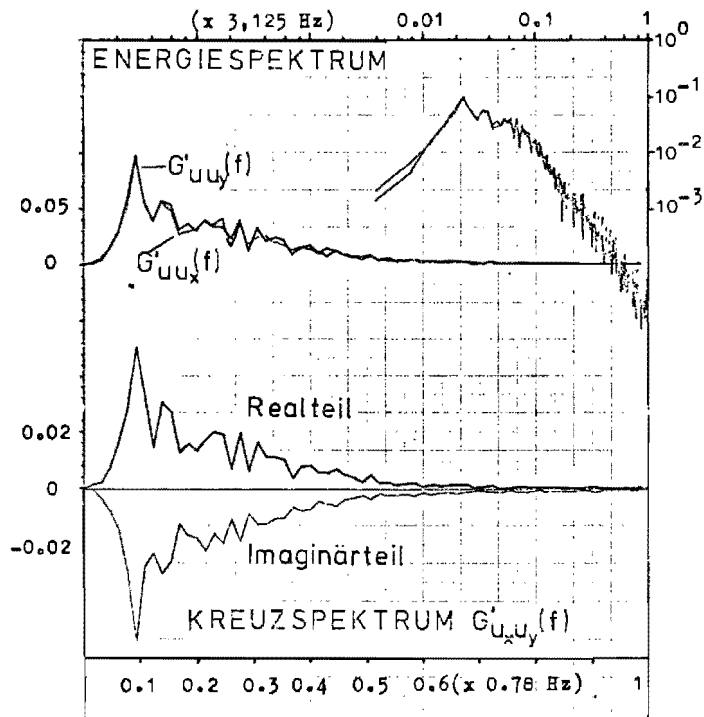
# SPEKTRALFUNKTIONEN III.8 / IV.8



# SPEKTRALFUNKTIONEN III.9 /IV.9

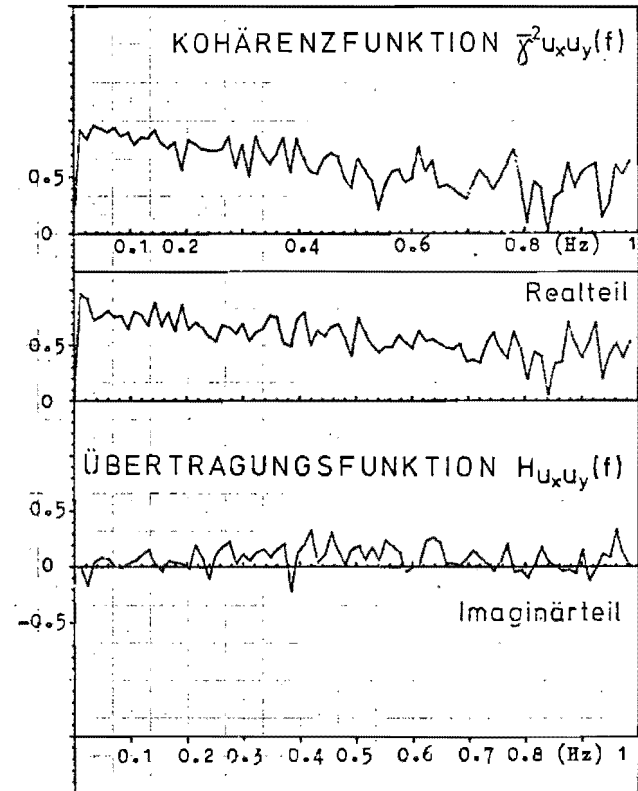
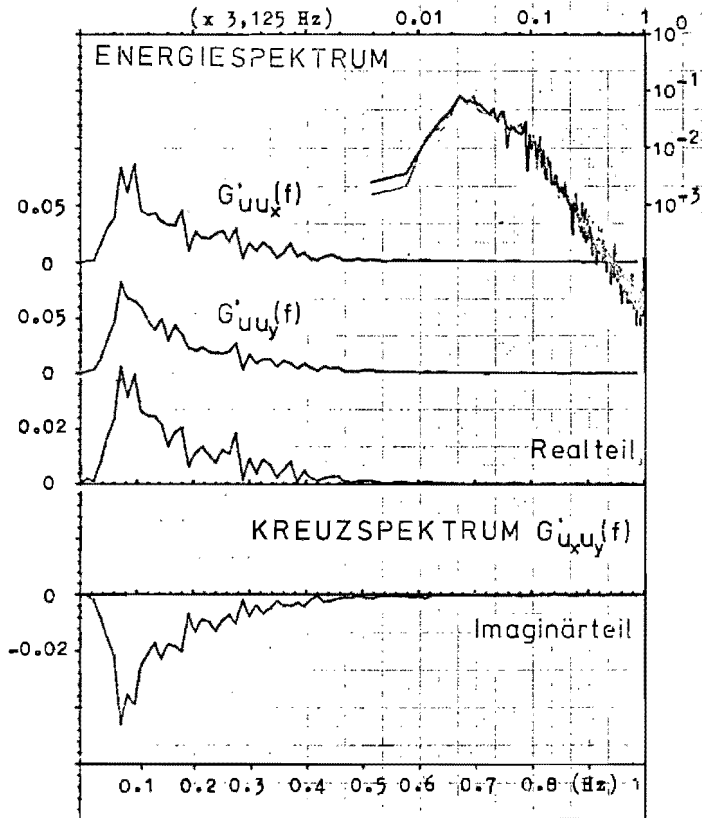


# SPEKTRALFUNKTIONEN III.11 /IV.11

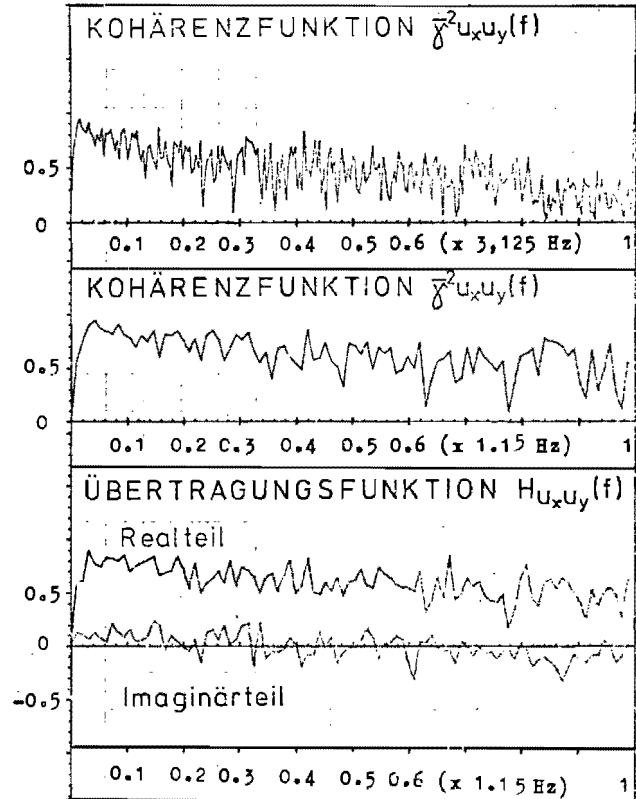
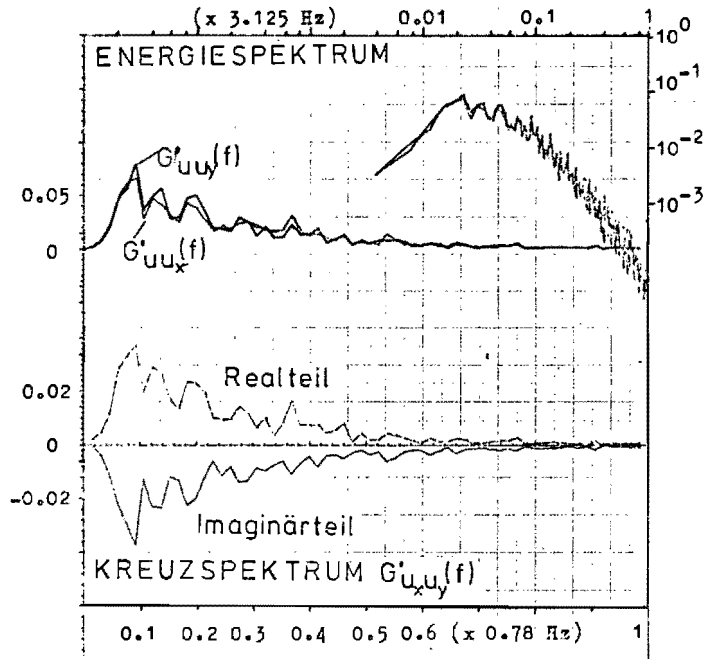




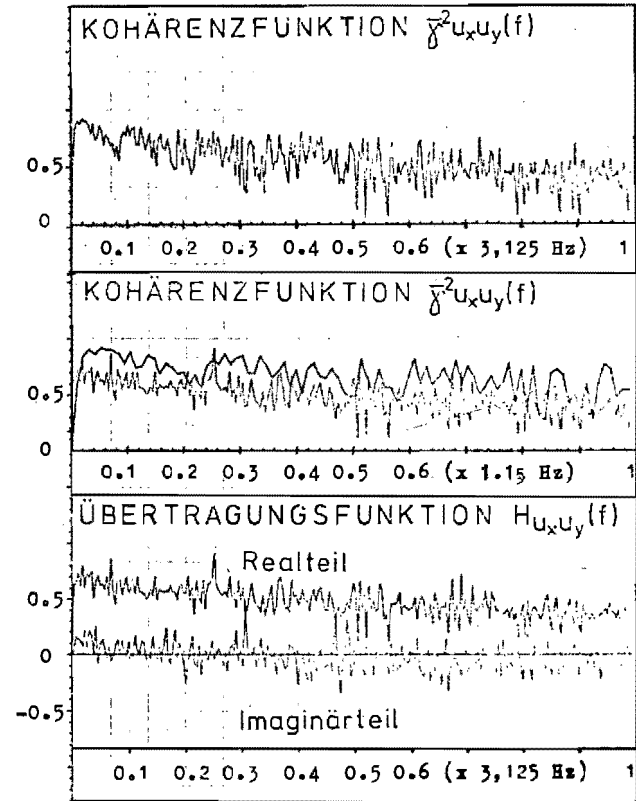
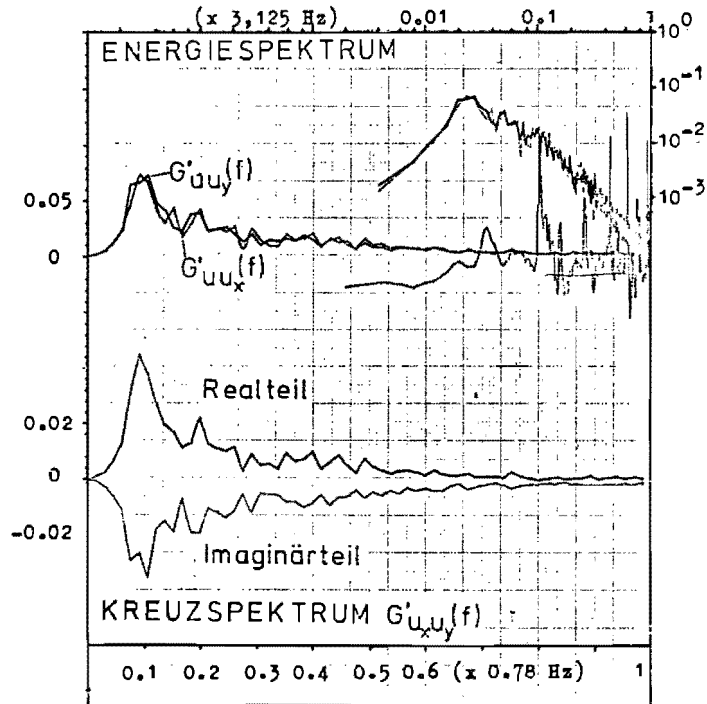
# SPEKTRALFUNKTIONEN III.10 /IV.10



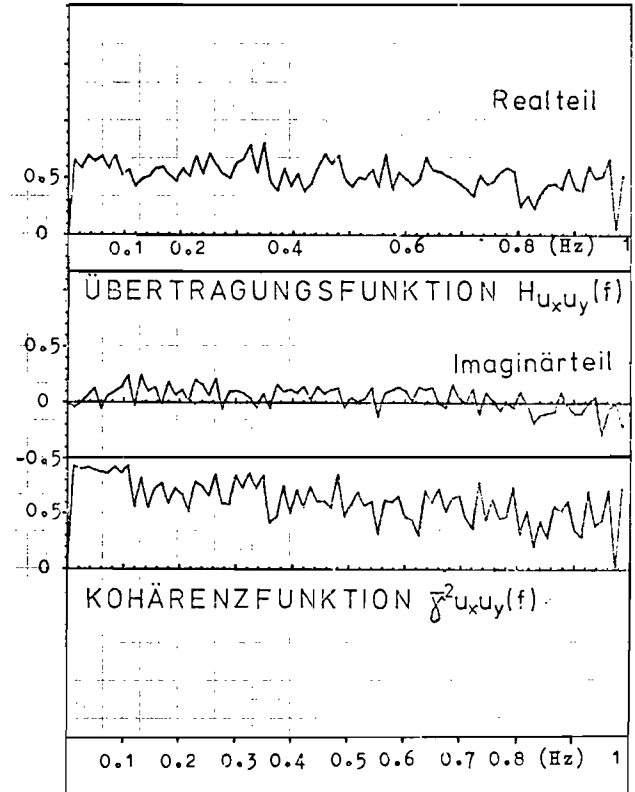
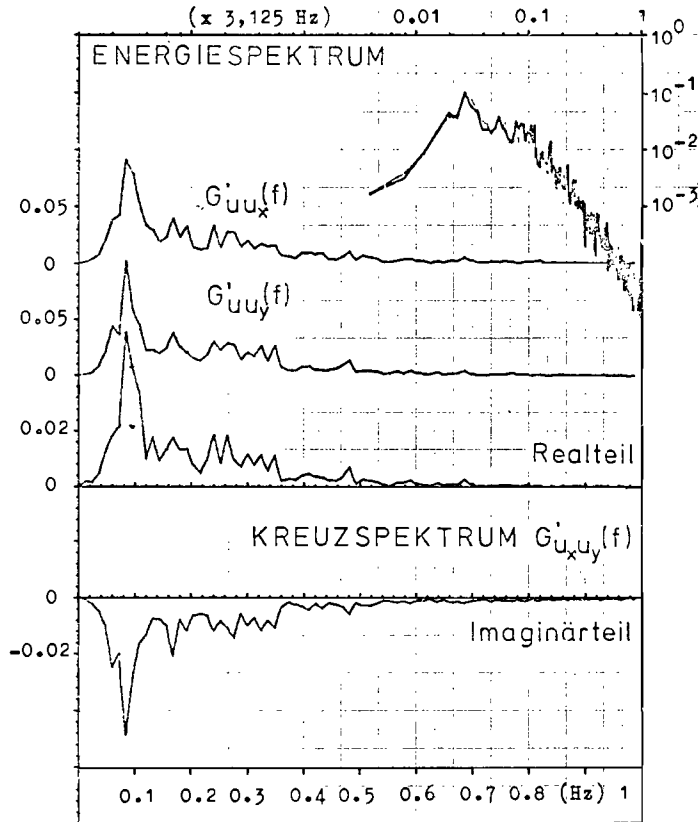
# SPEKTRALFUNKTIONEN III.12 / IV.12



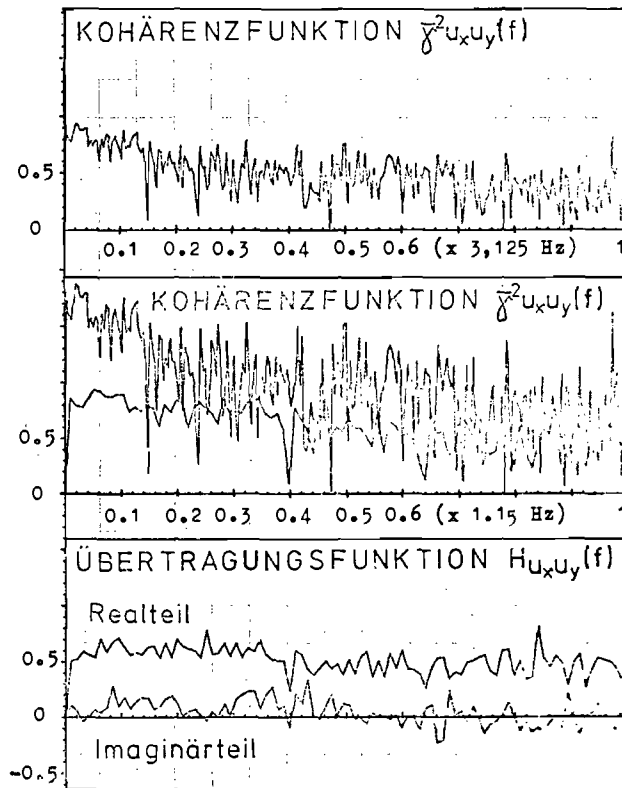
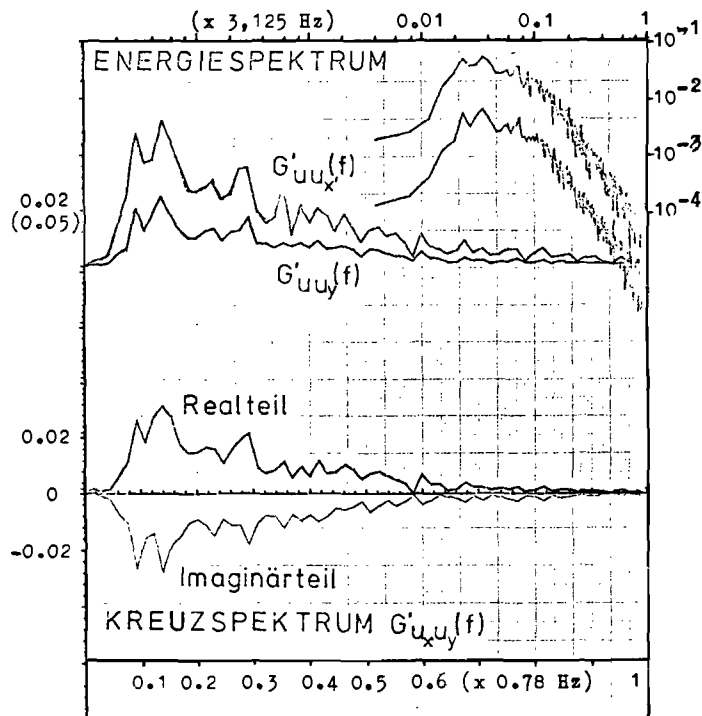
# SPEKTRALFUNKTIONEN III.13 / IV. 13



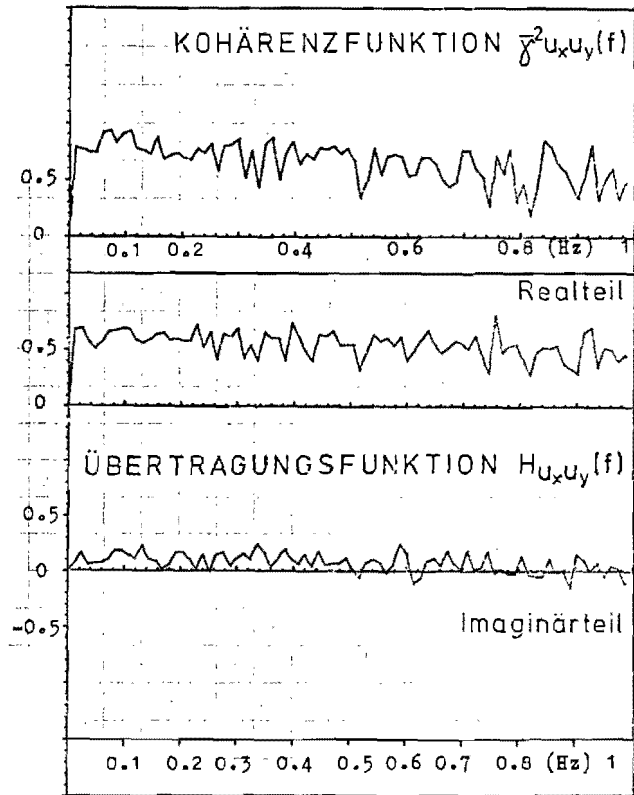
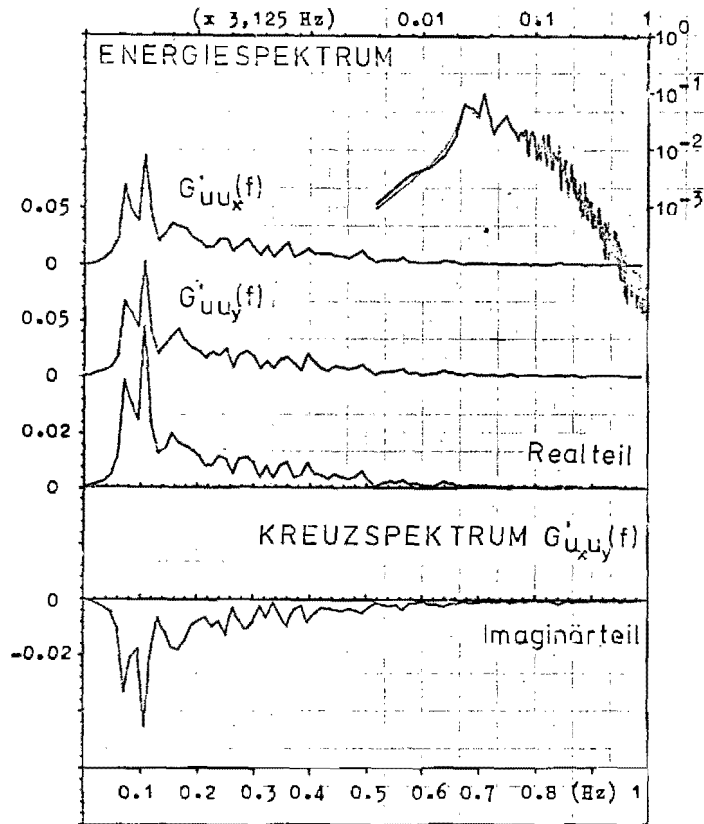
# SPEKTRALFUNKTIONEN III.14 / IV.14



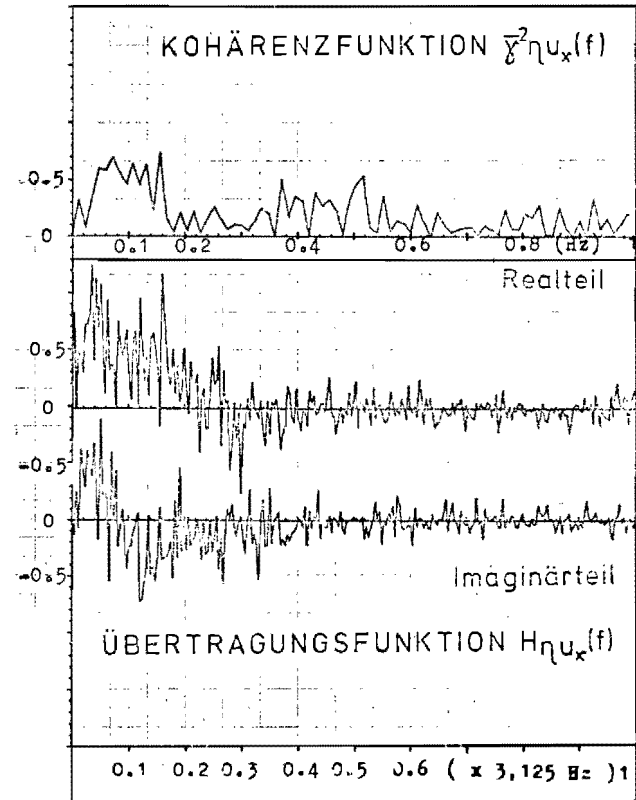
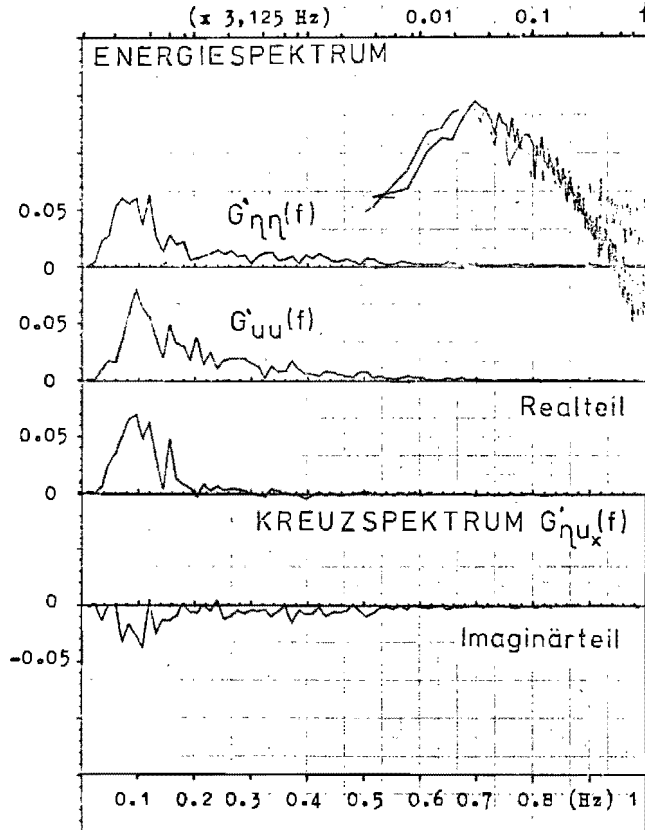
# SPEKTRALFUNKTIONEN III.15 /IV.15



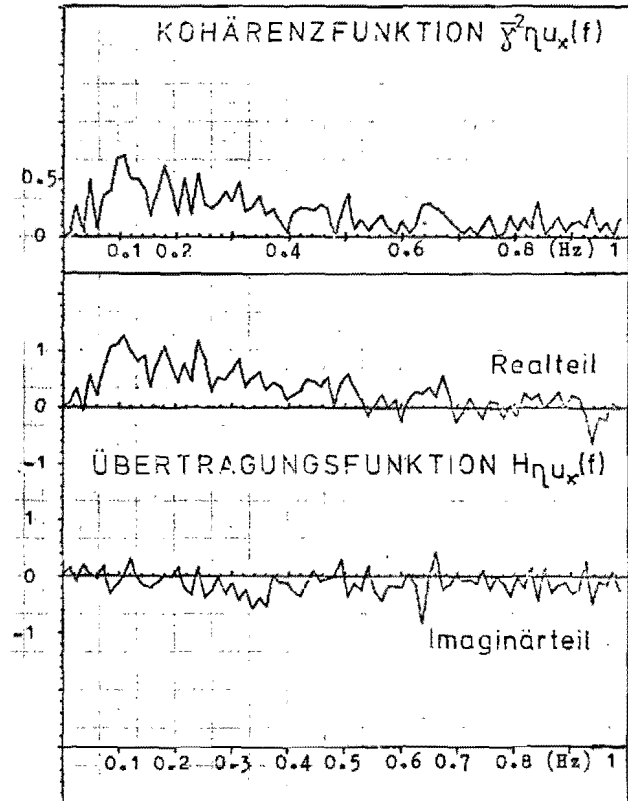
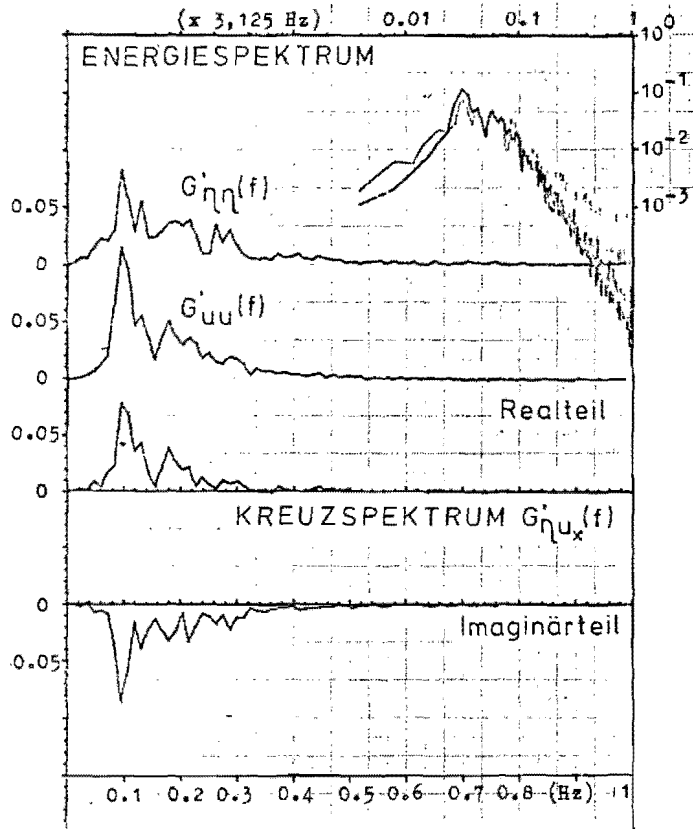
# SPEKTRALFUNKTIONEN III.16 / IV.16



# SPEKTRALFUNKTIONEN II 1 / III.1

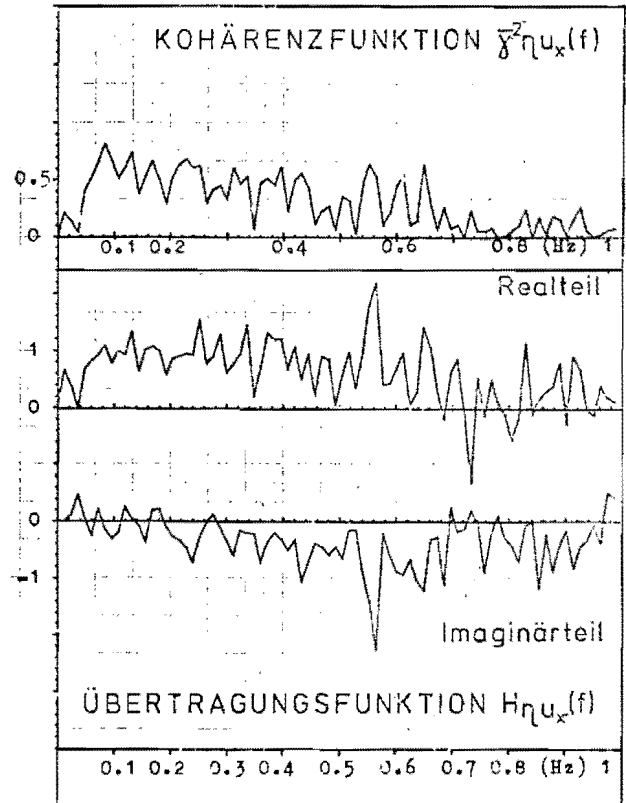
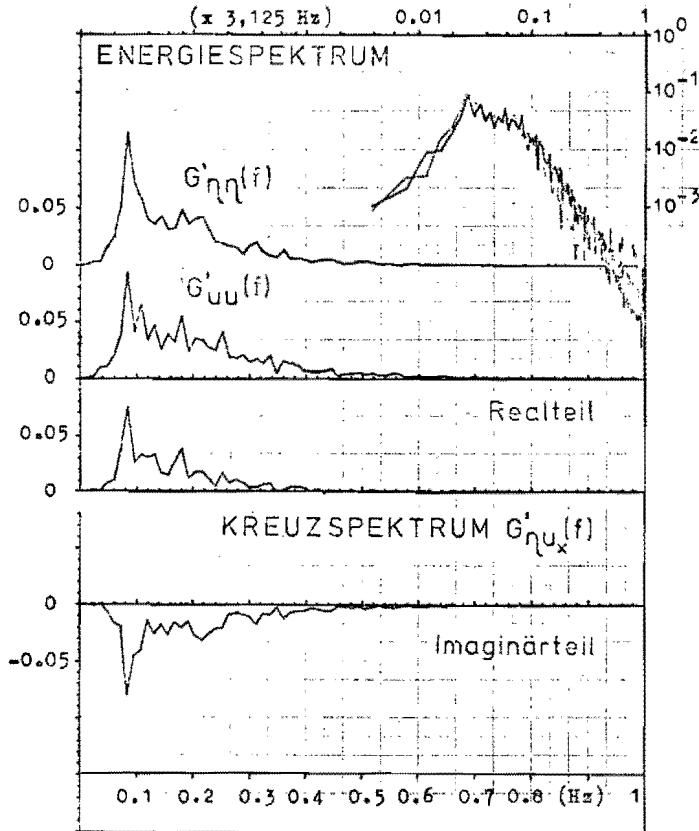


# SPEKTRALFUNKTIONEN II<sub>2</sub> / III.2

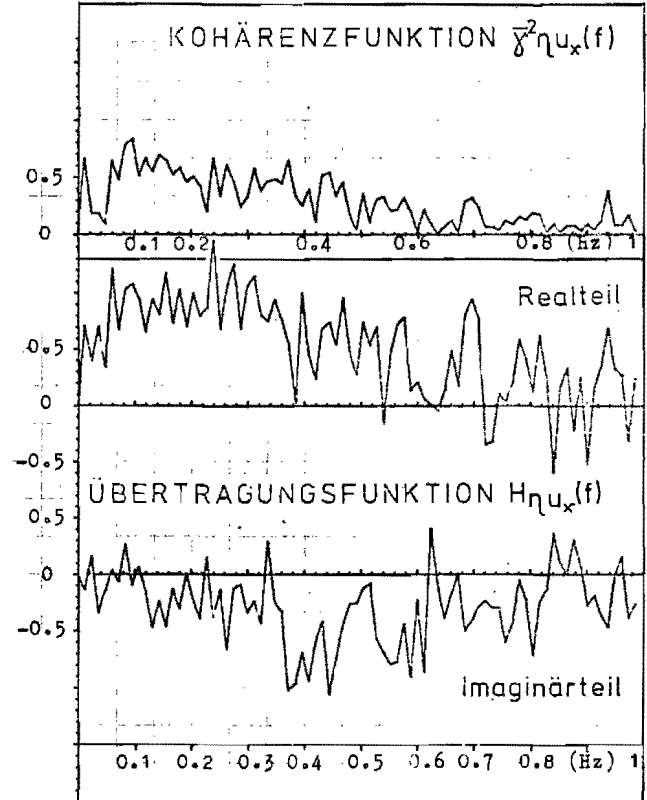
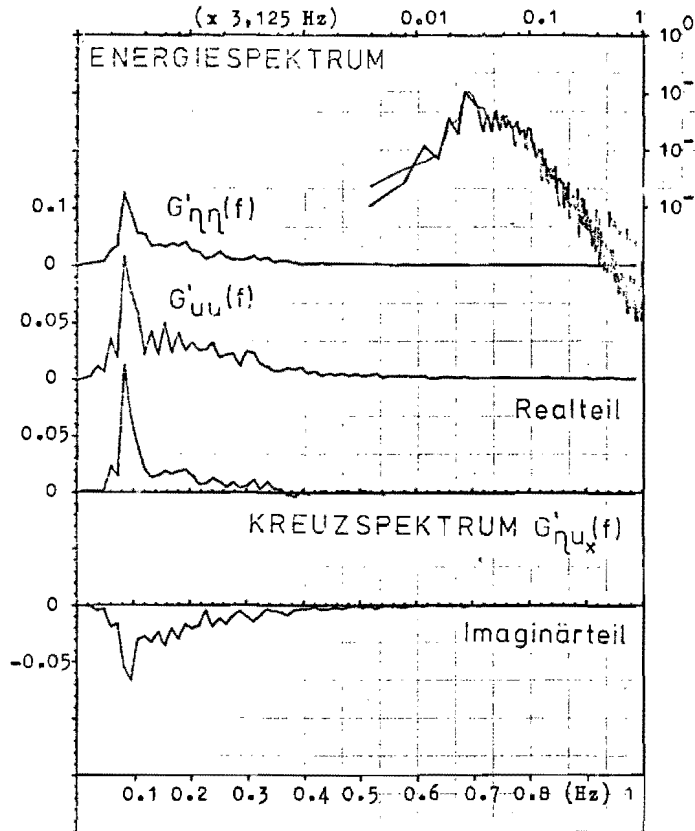




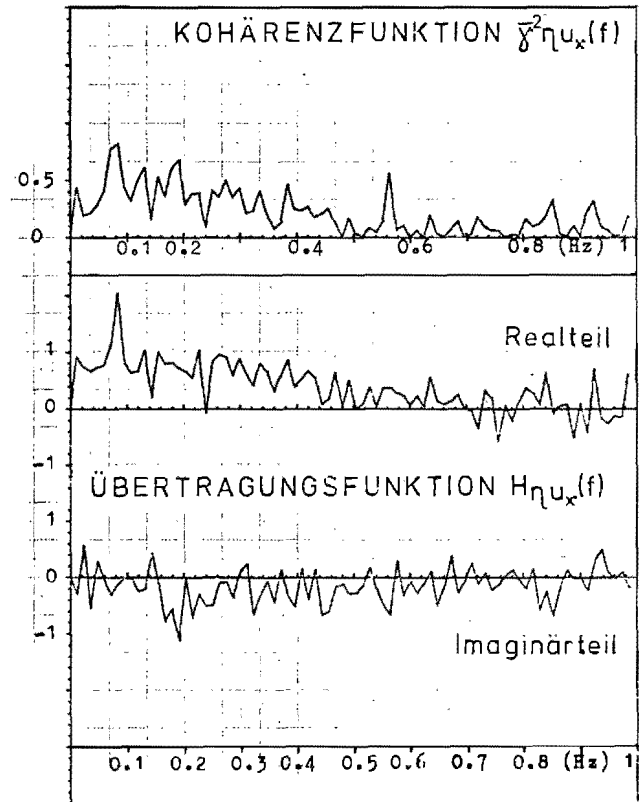
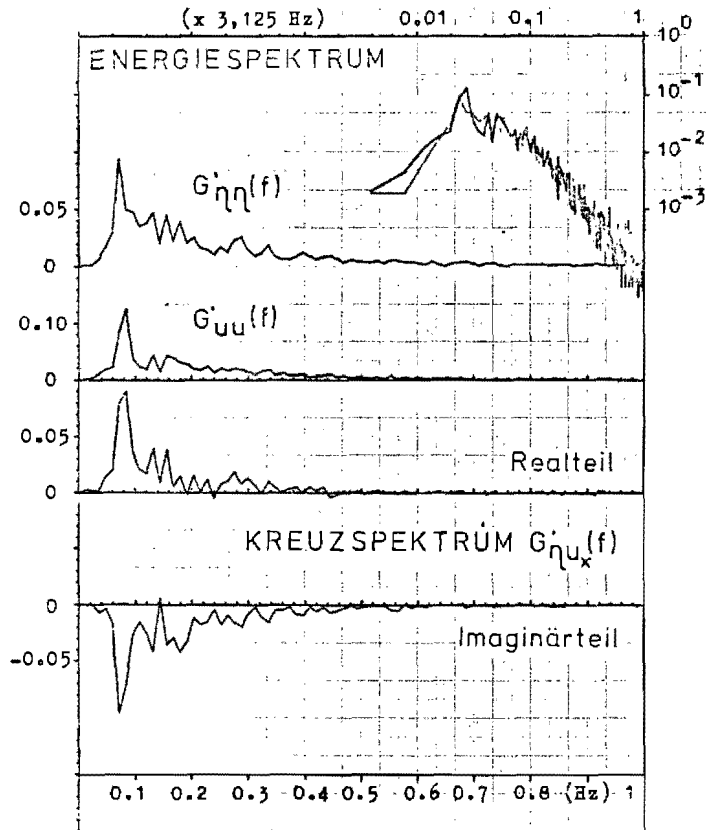
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.3 / III.3



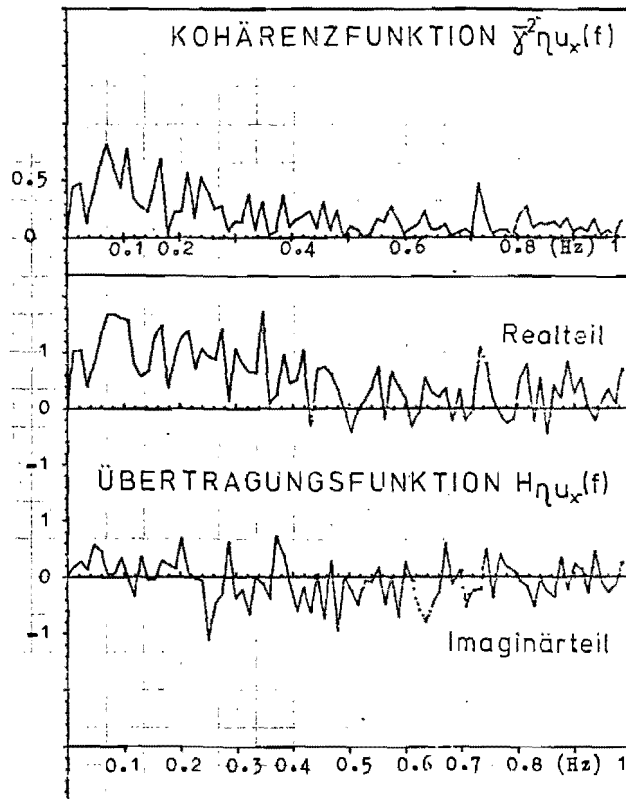
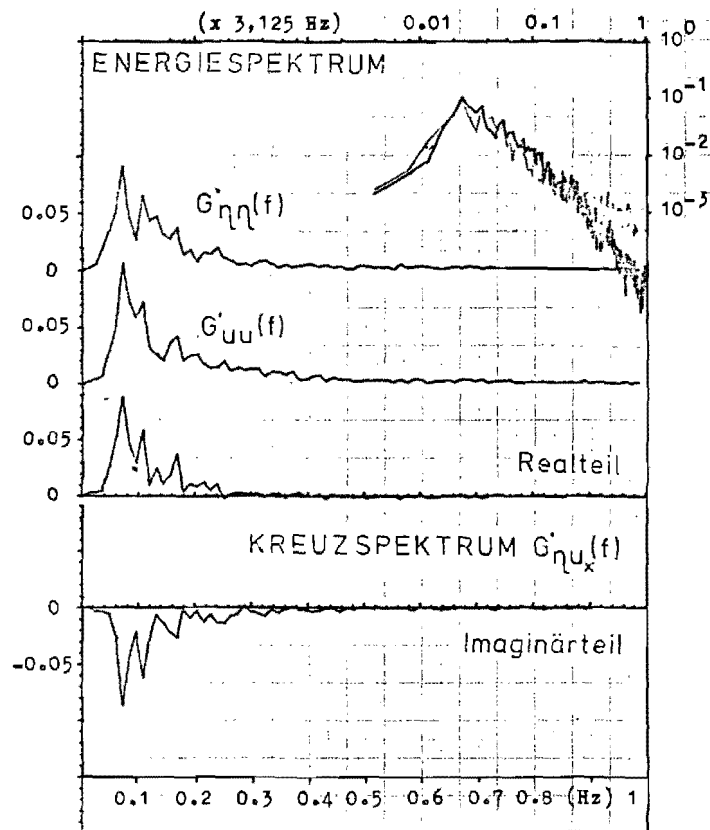
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.4 / III.4



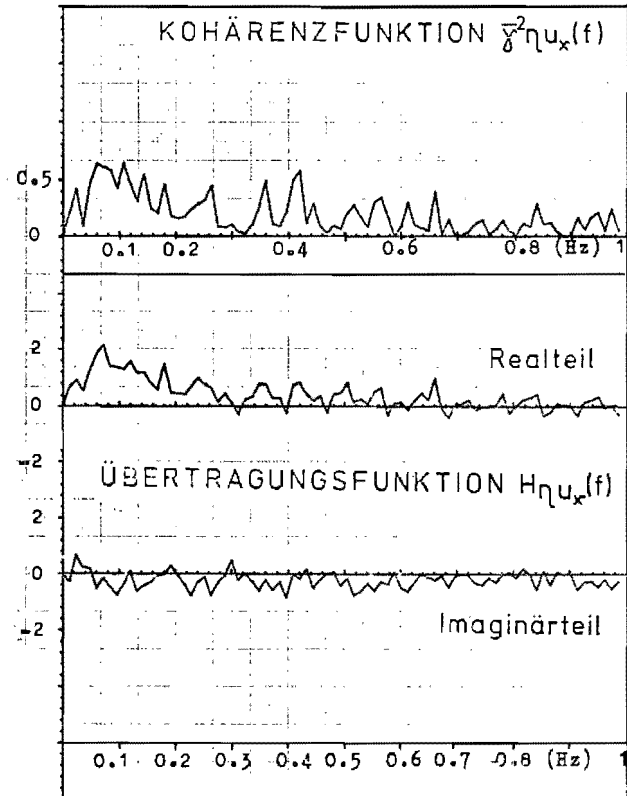
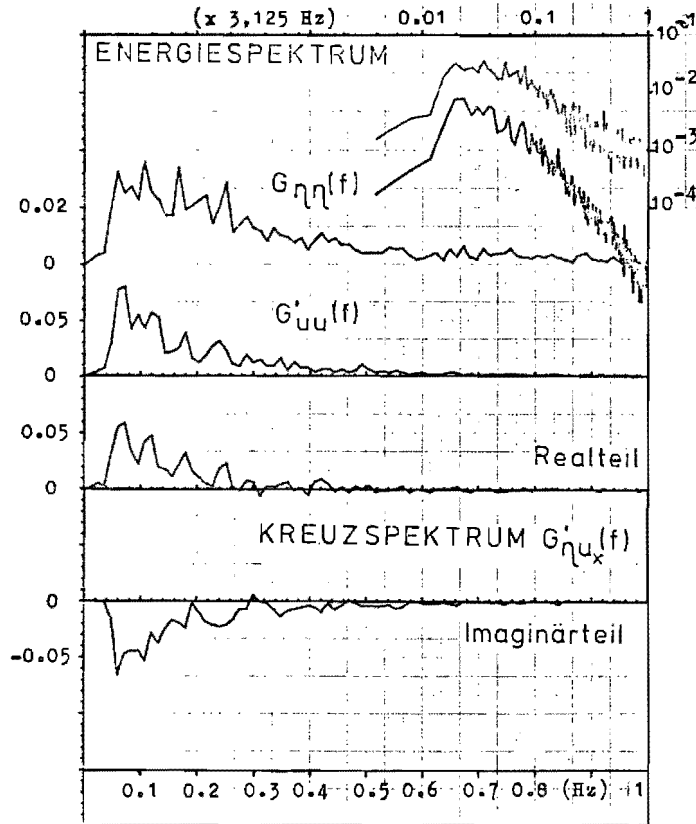
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.5 / III.5



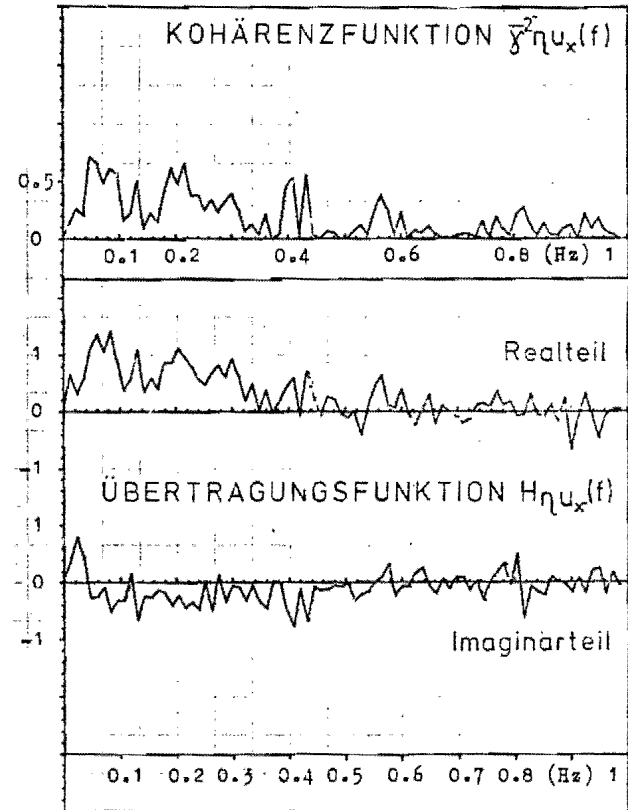
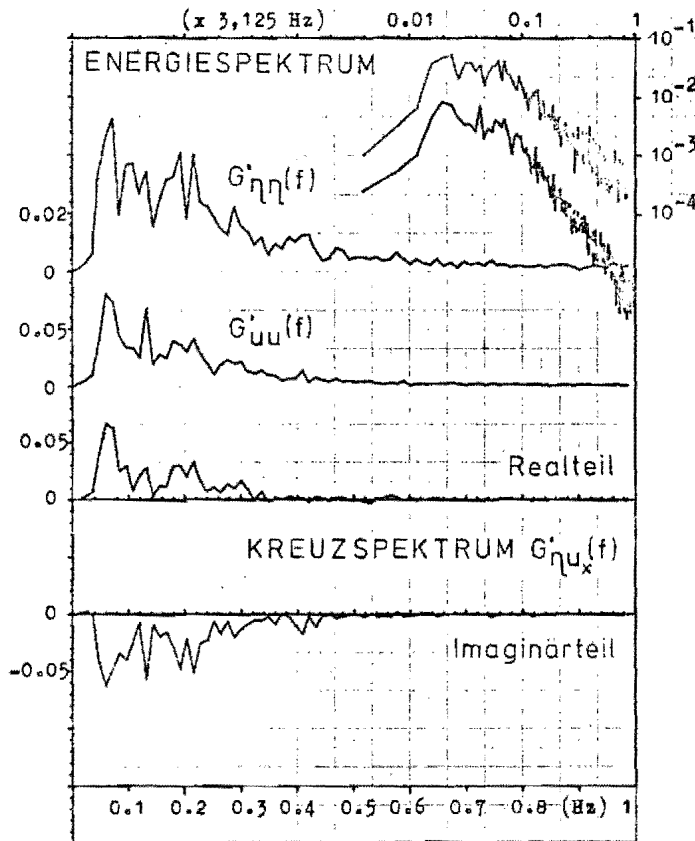
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.6 / III.6



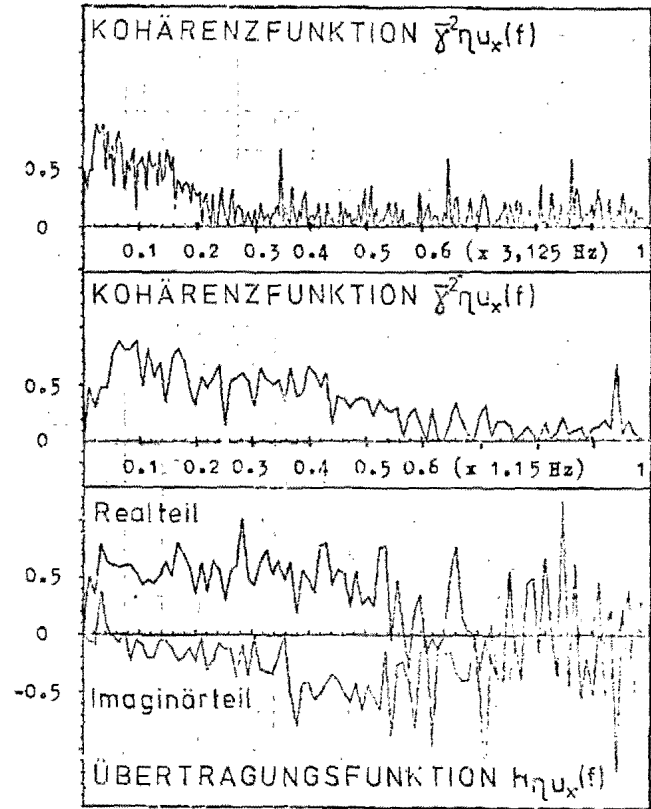
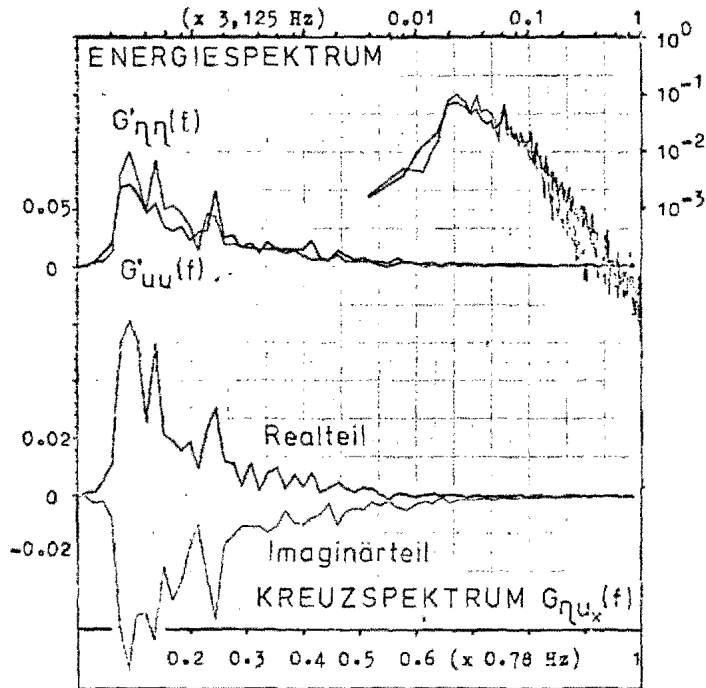
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.7 / III.7



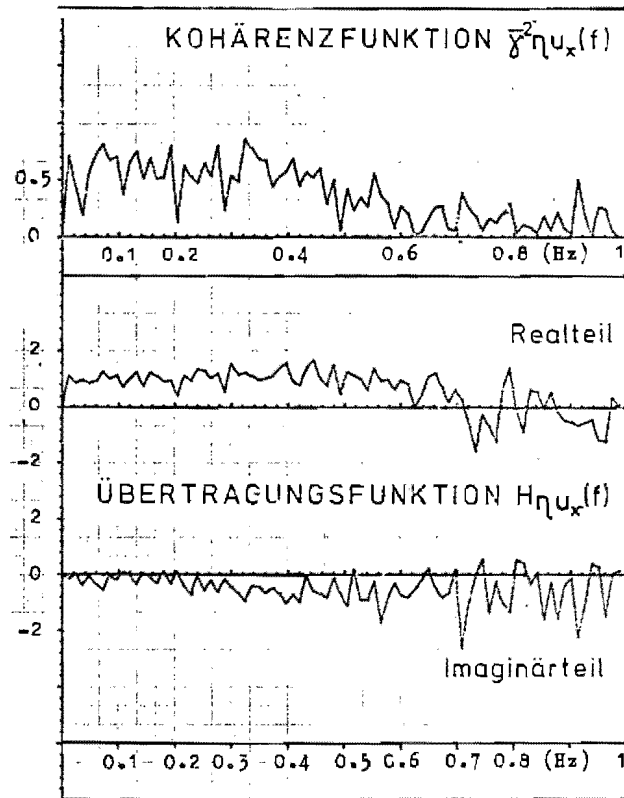
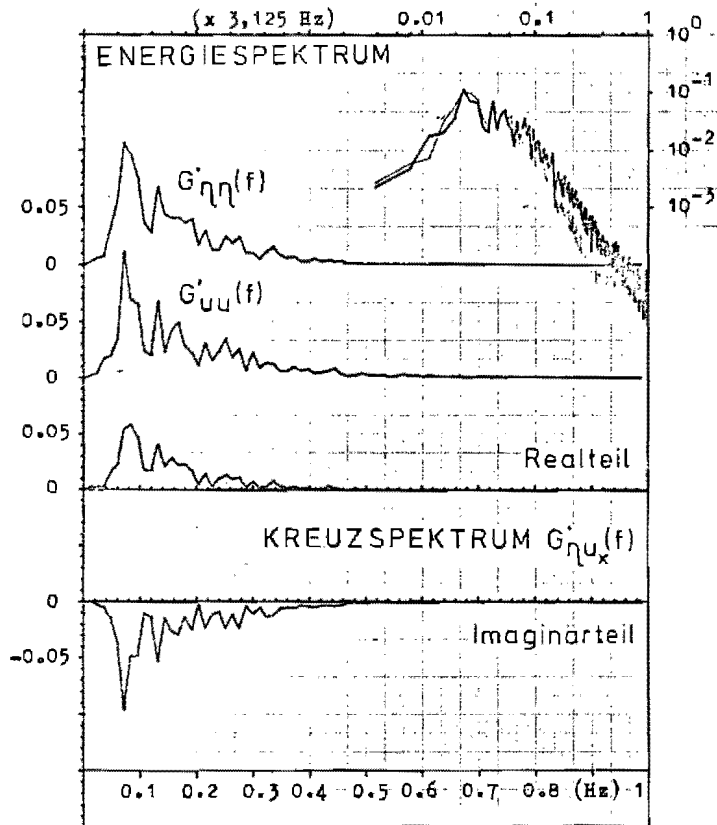
# SPEKTRALFUNKTIONEN II. 8 / III. 8



# SPEKTRALFUNKTIONEN II. 9 / III. 9

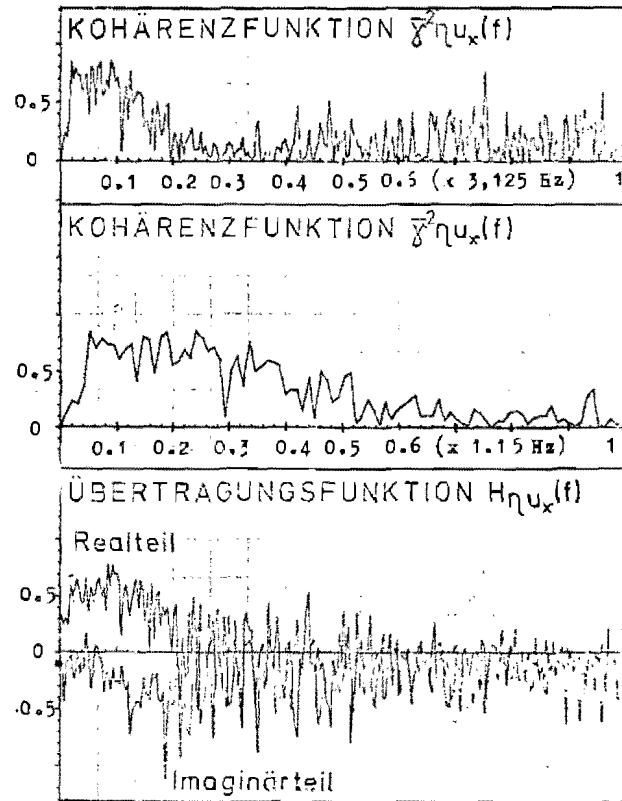
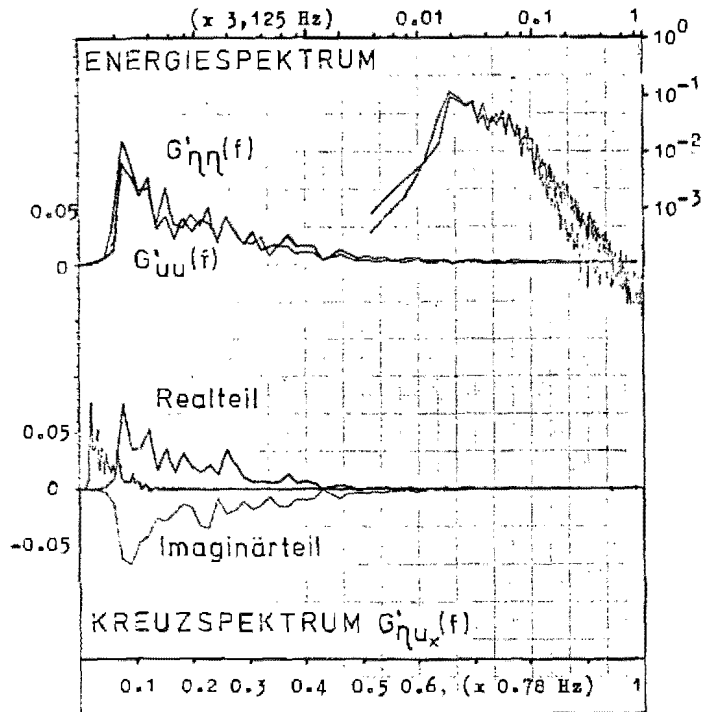


# SPEKTRALFUNKTIONEN II.10 / III.10

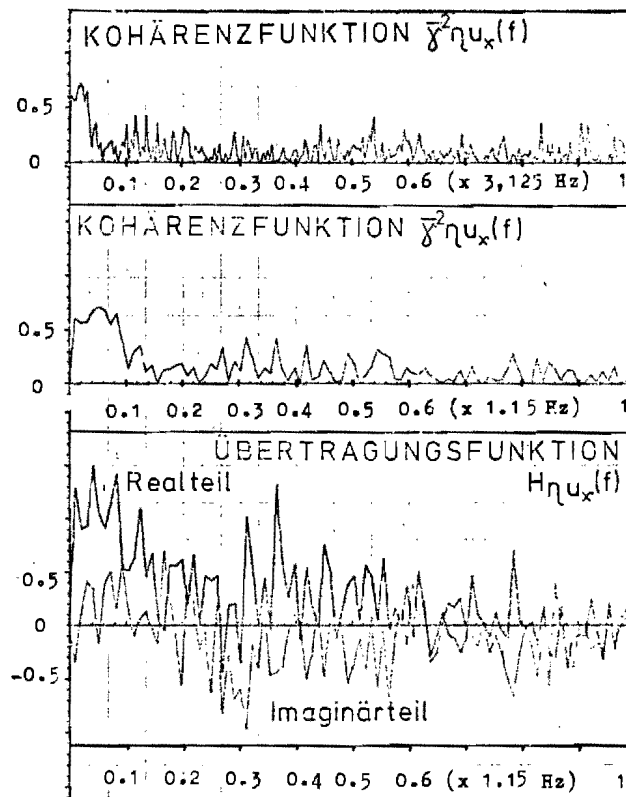
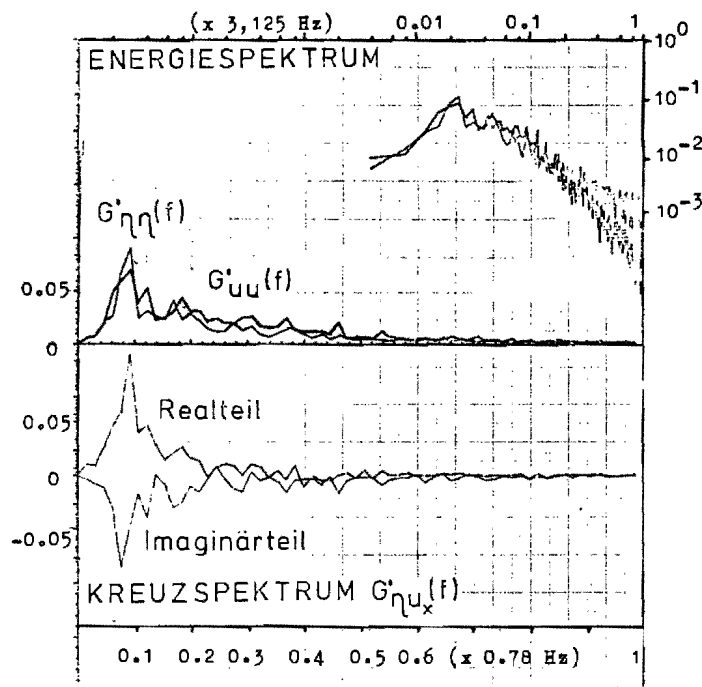




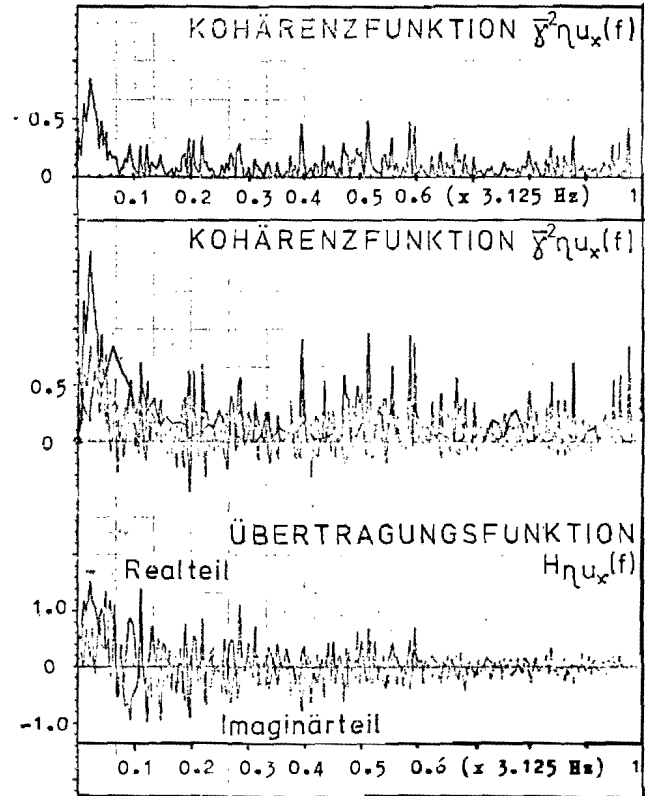
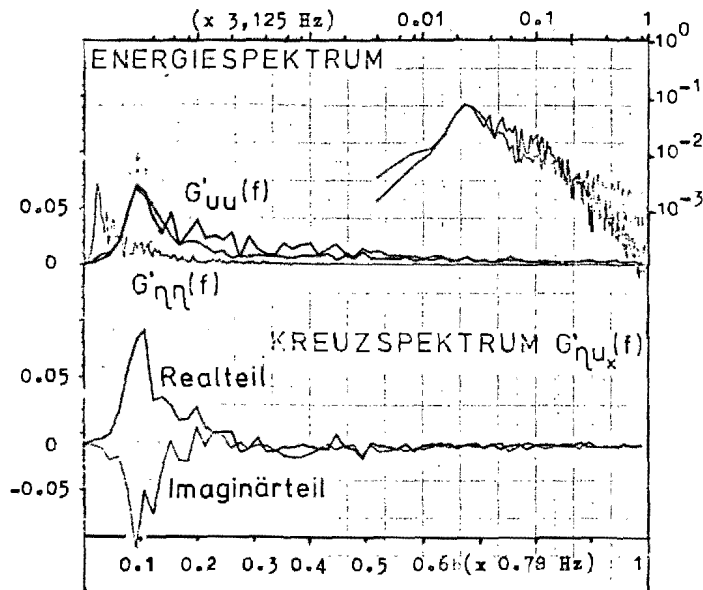
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.11 / III.11



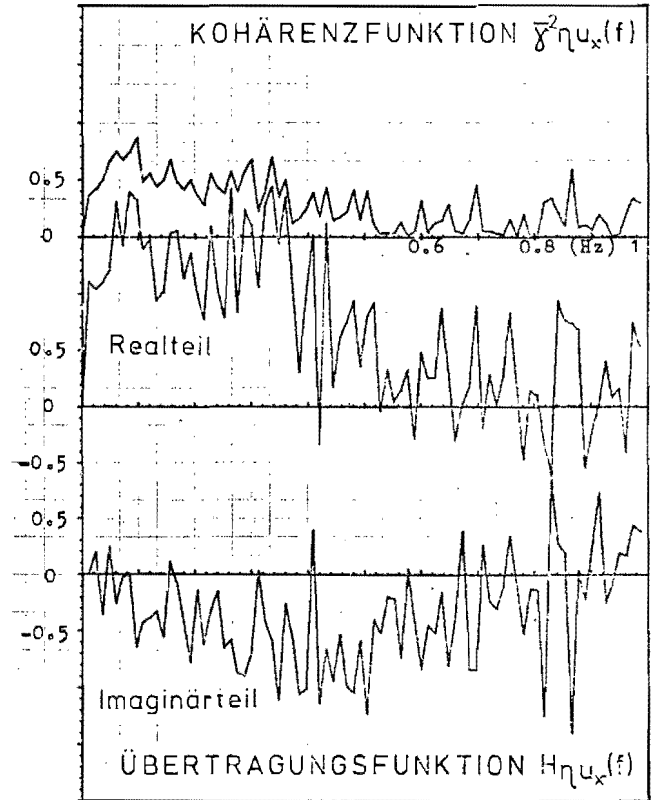
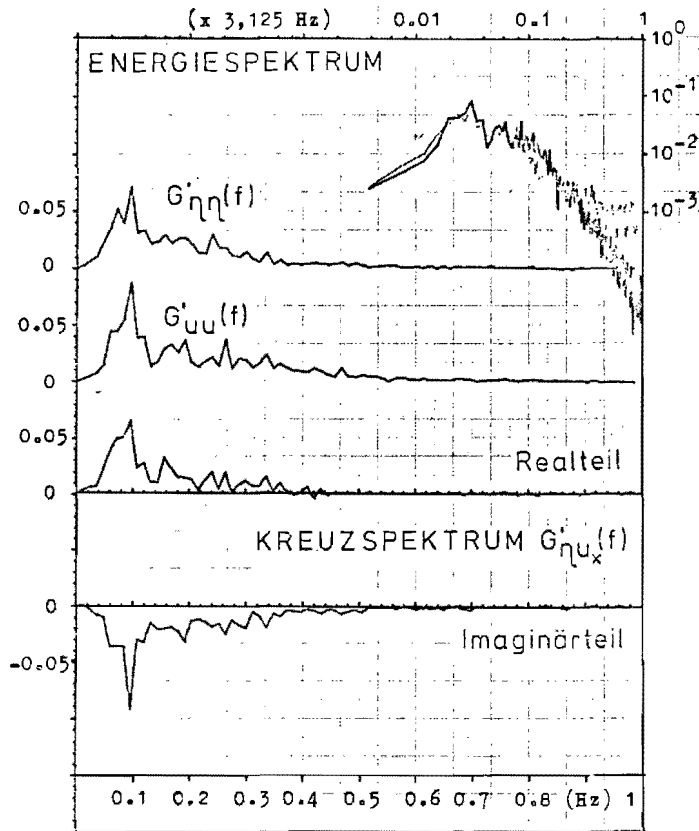
# SPEKTRALFUNKTIONEN II. 12 / III. 12



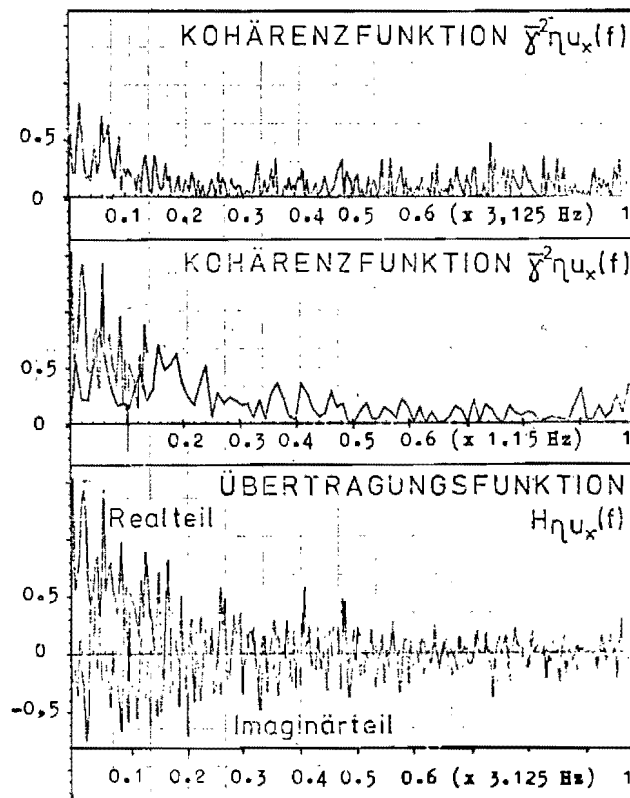
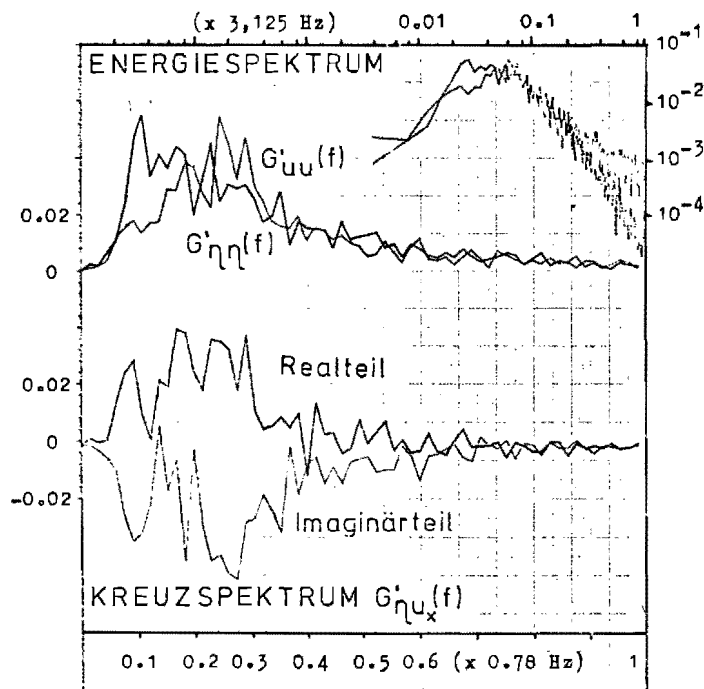
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.13 / III.13



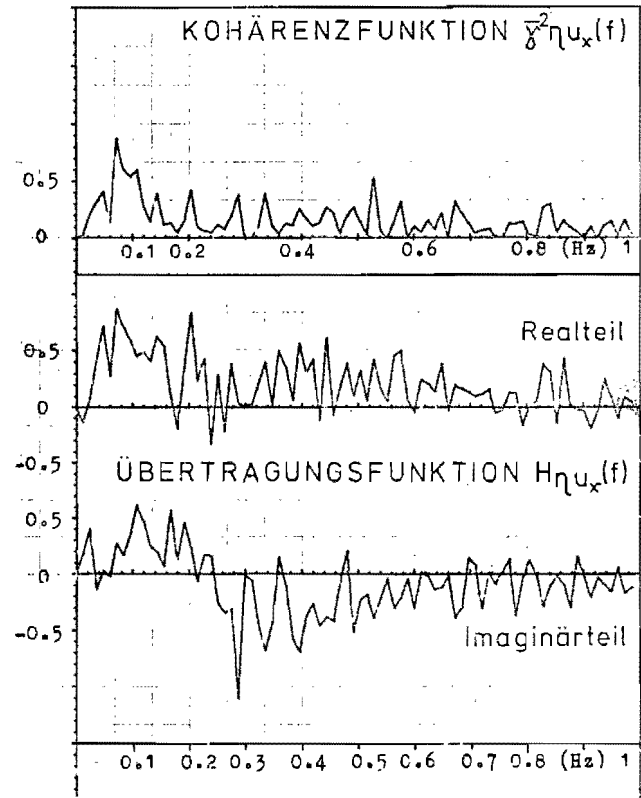
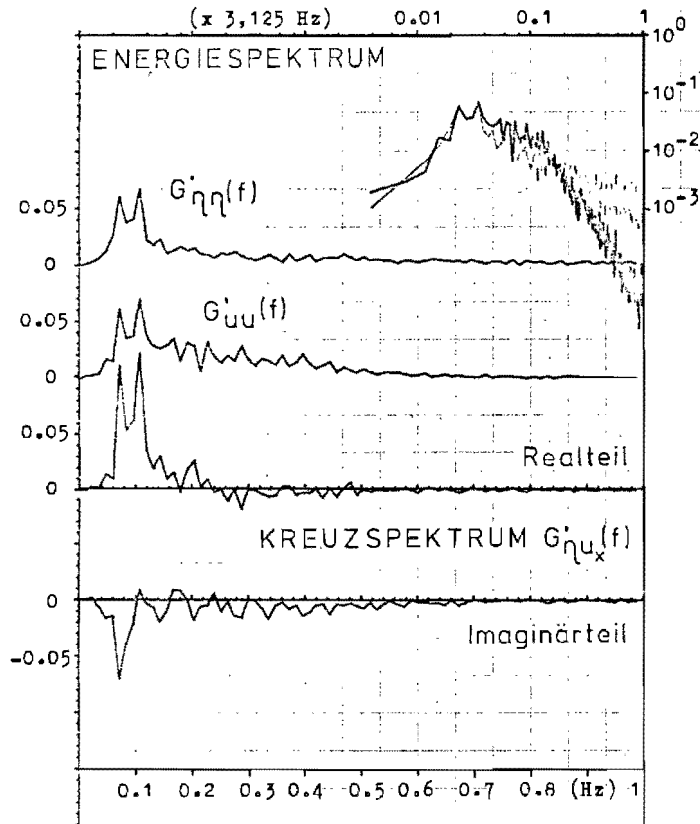
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.14 / III.14



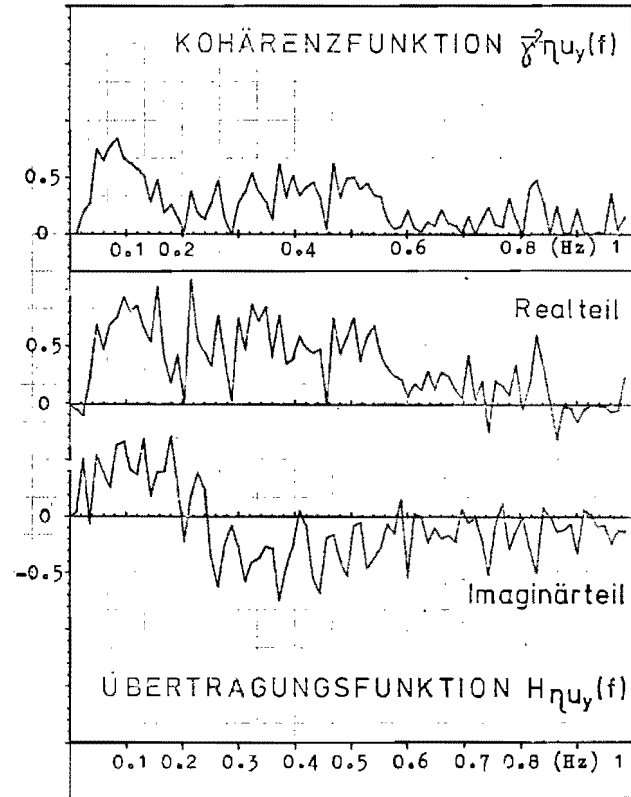
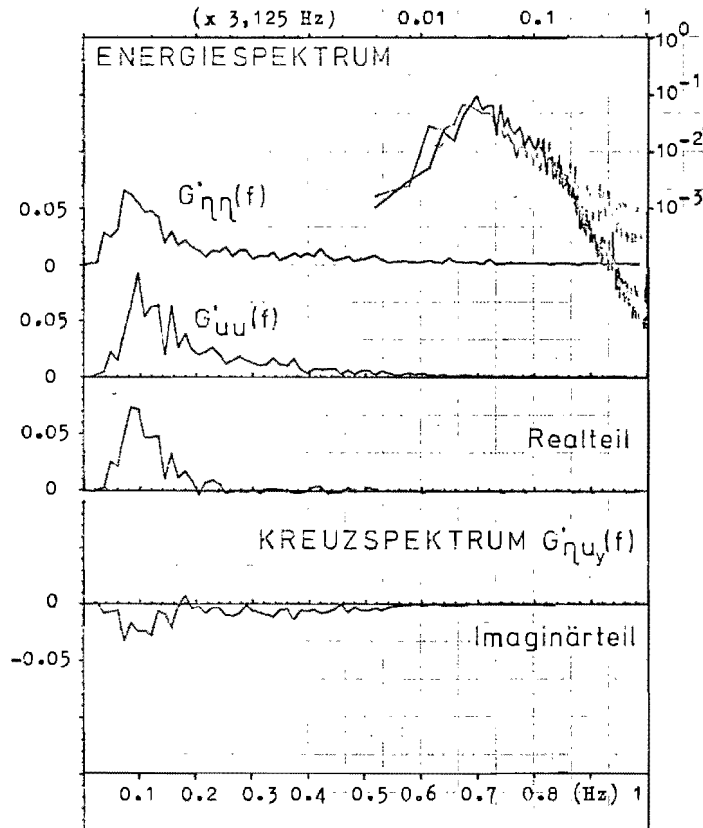
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.15 / III.15



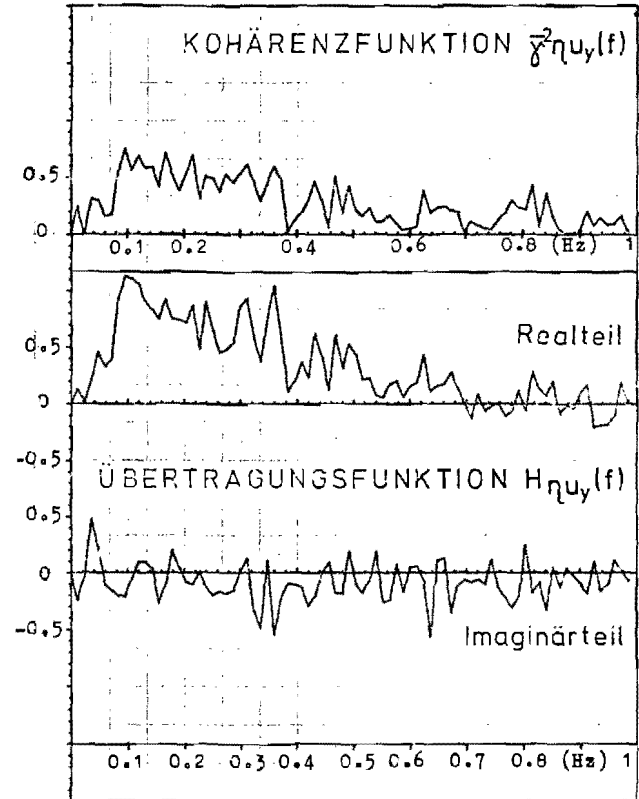
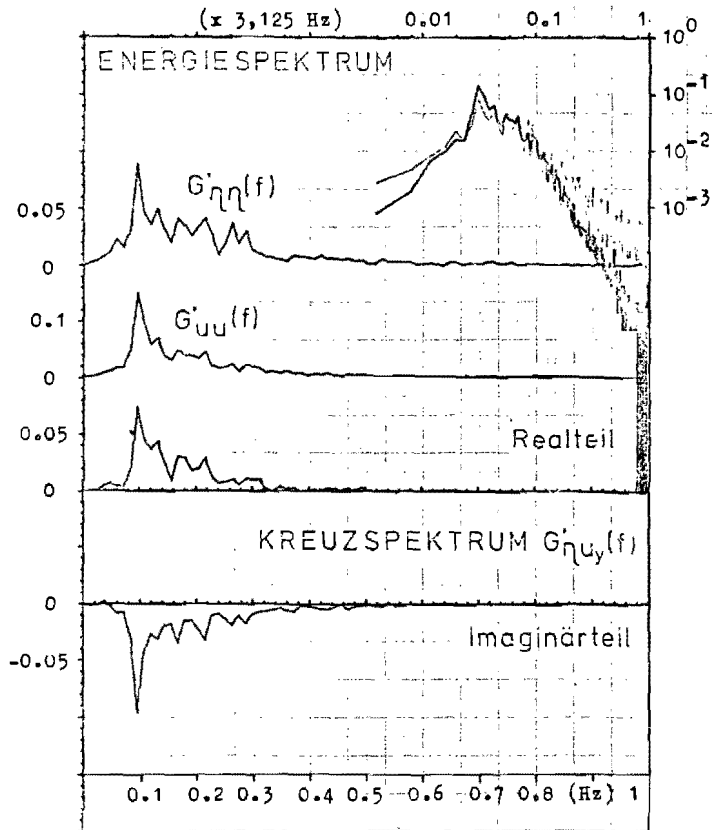
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.16 / III.16



# SPEKTRALFUNKTIONEN II.1 / IV.1

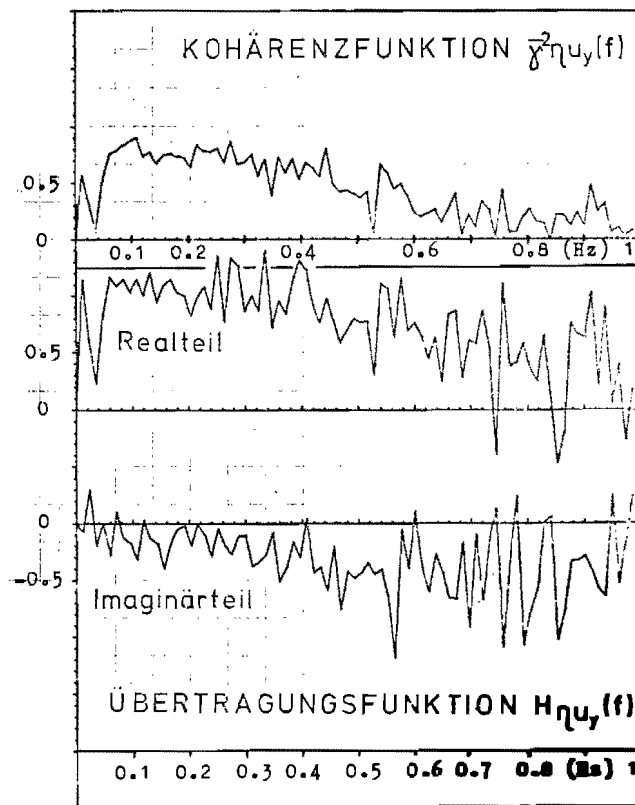
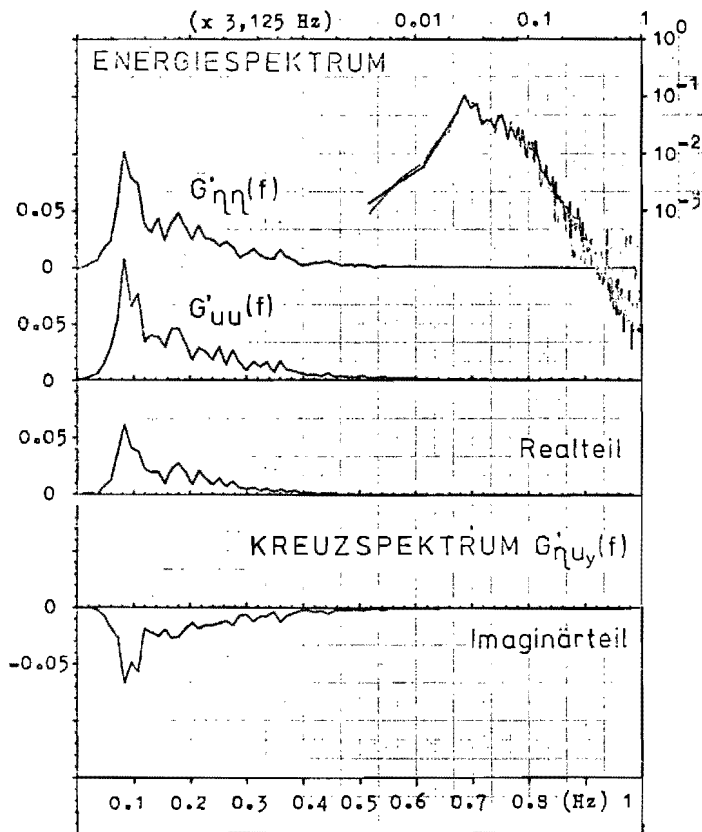


# SPEKTRALFUNKTIONEN II.2 / IV.2

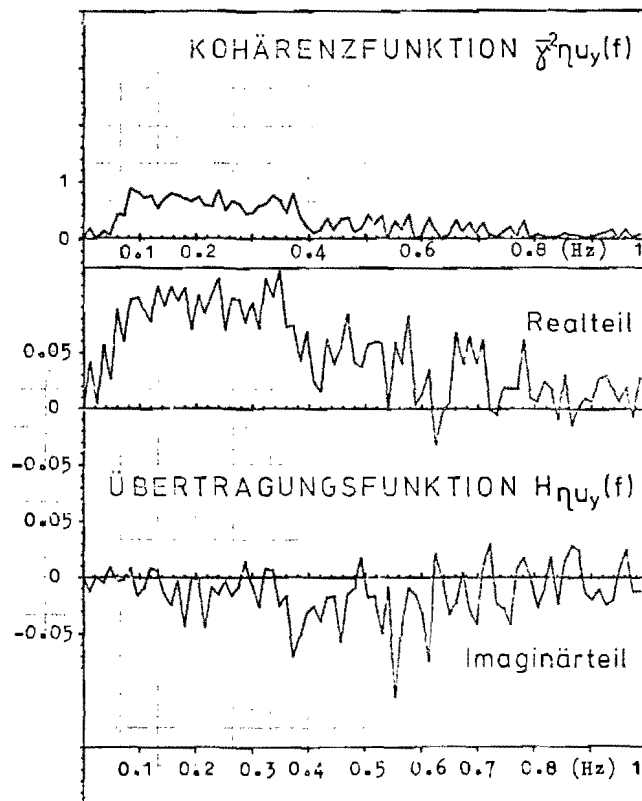
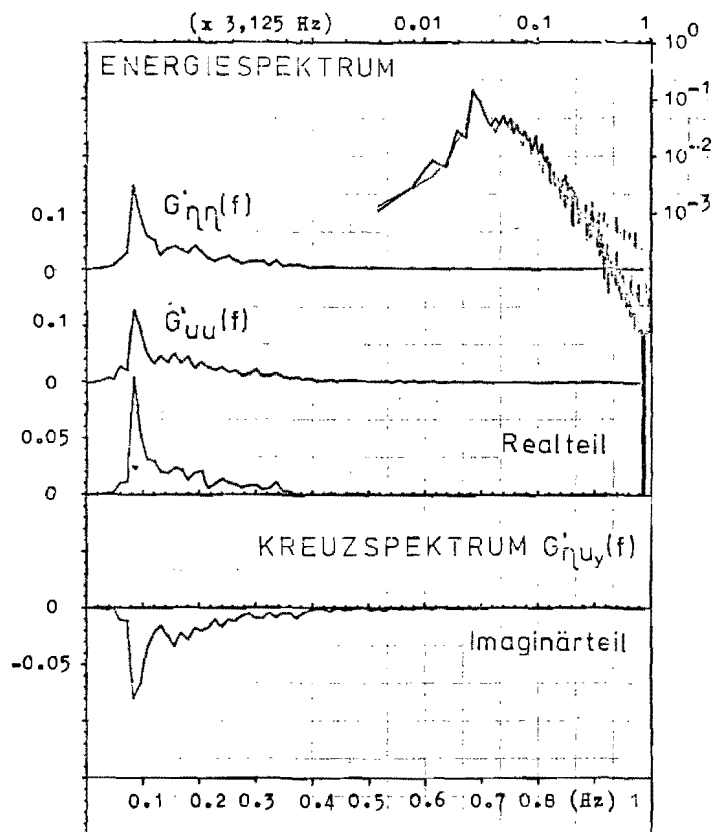




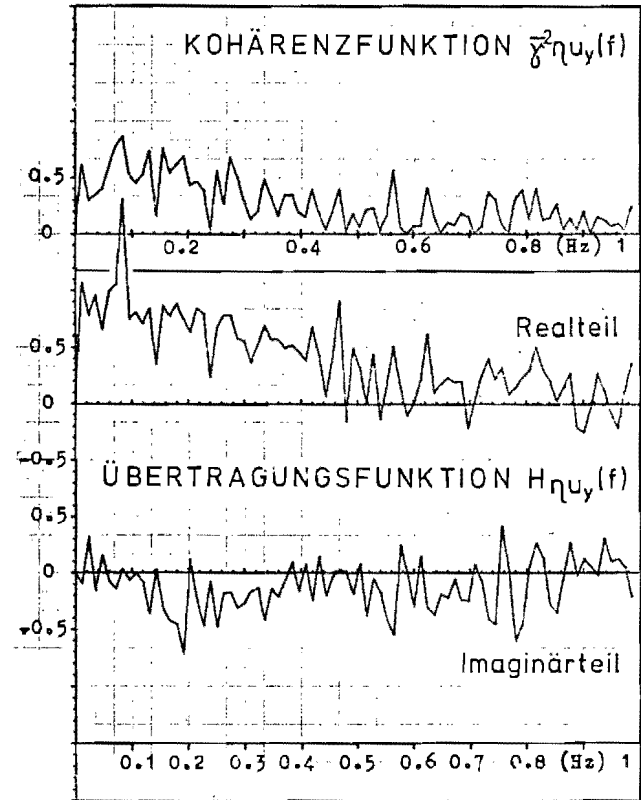
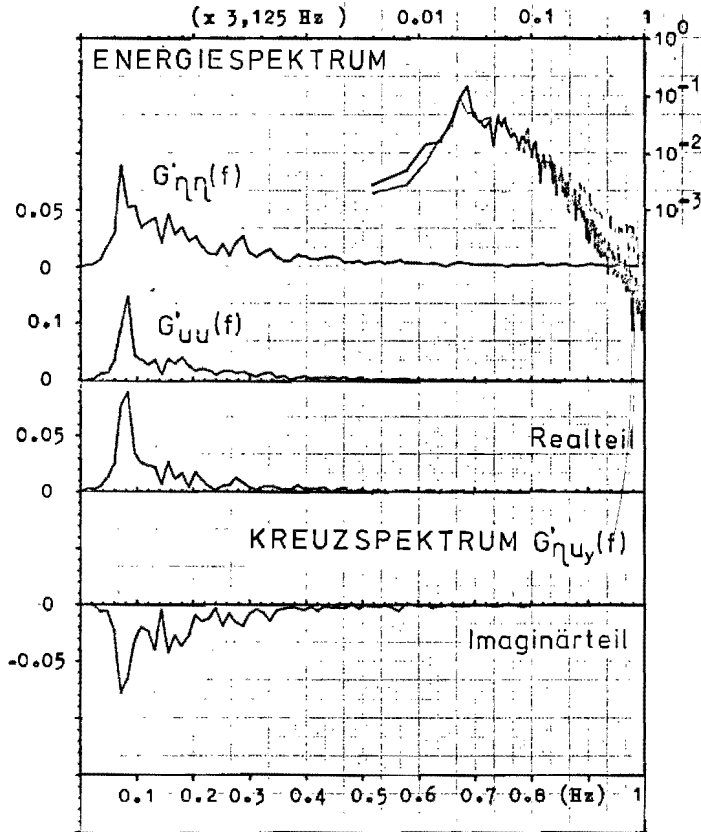
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.3 / IV.3



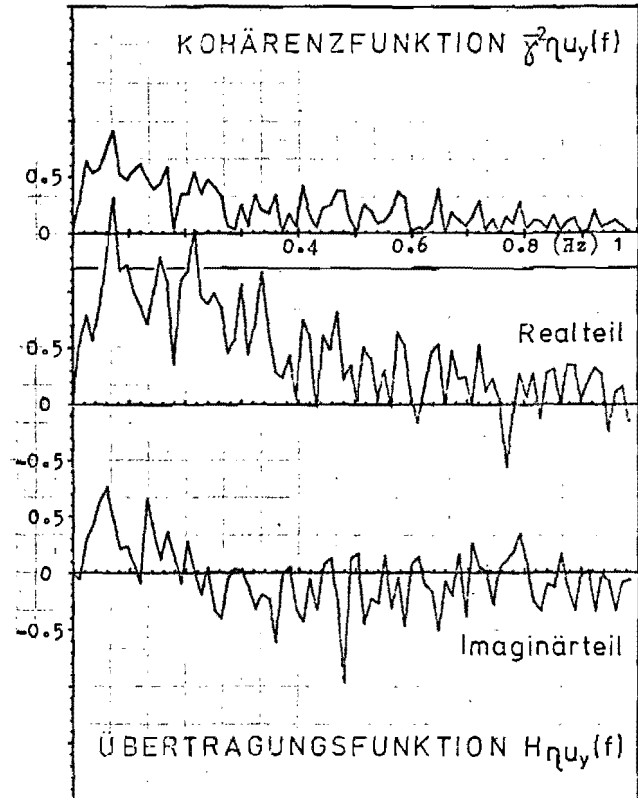
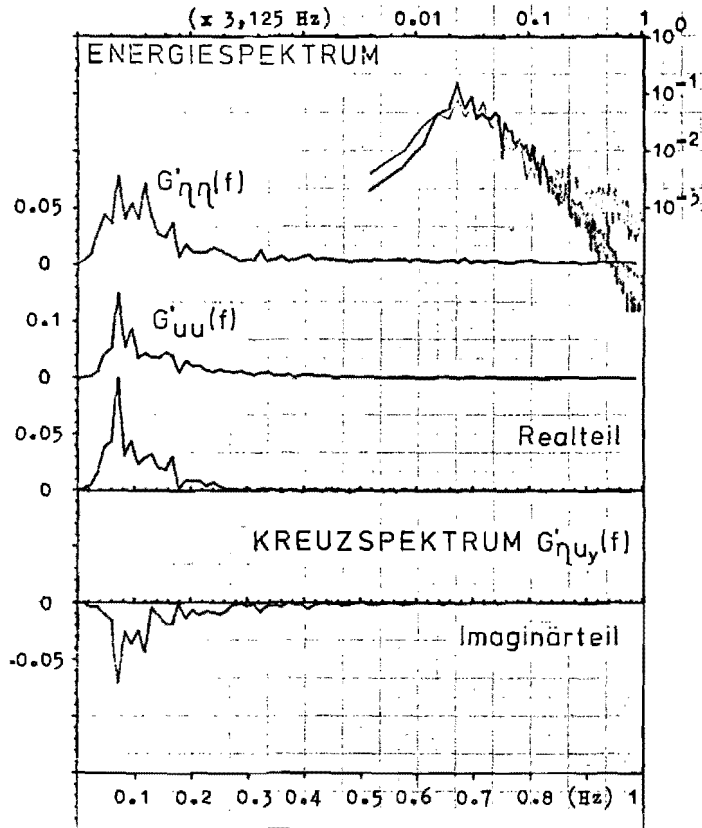
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.4 / IV.4



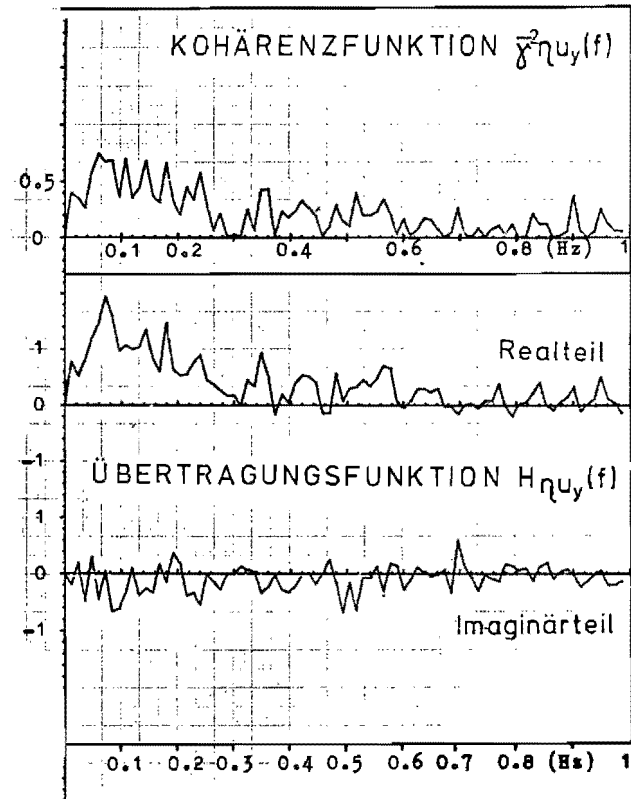
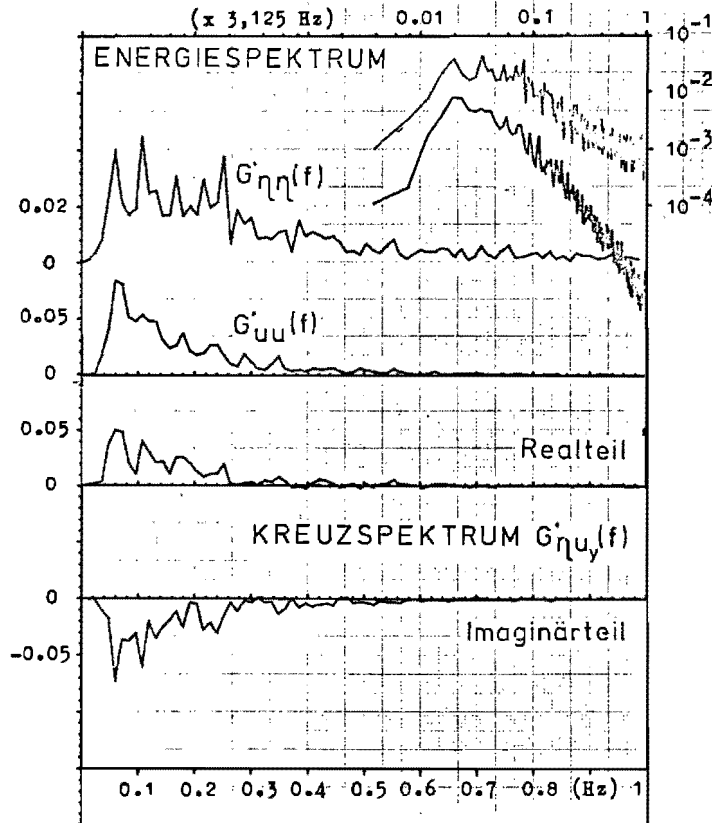
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.5 / IV.5



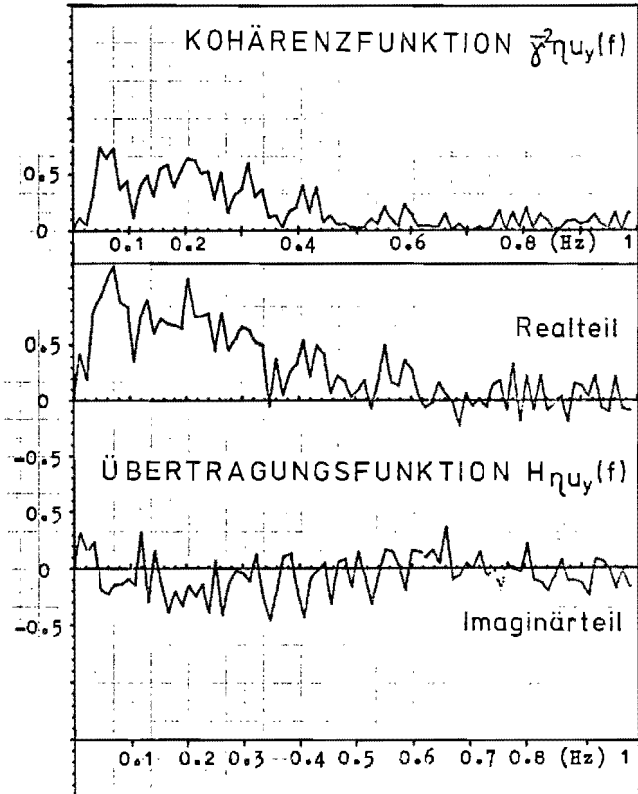
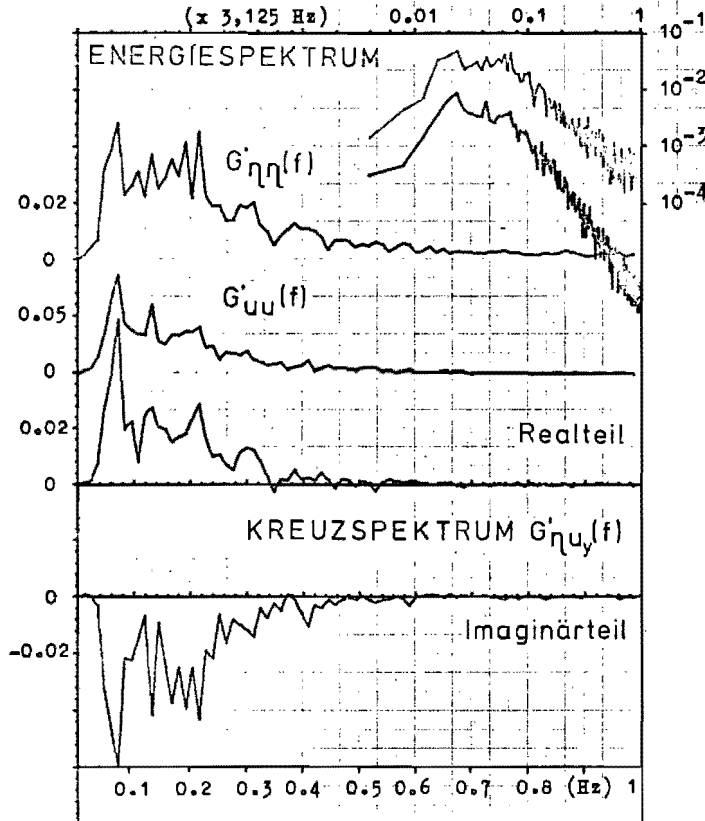
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.6 / IV.6



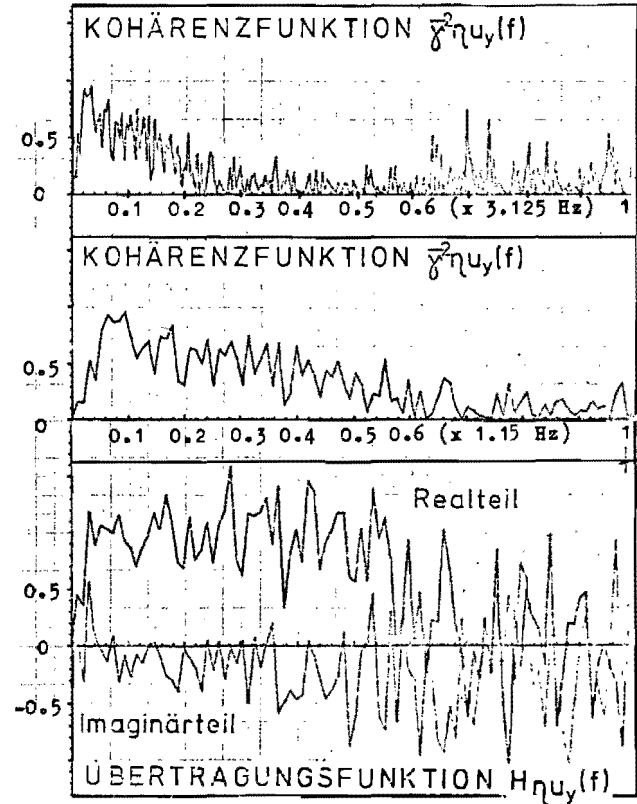
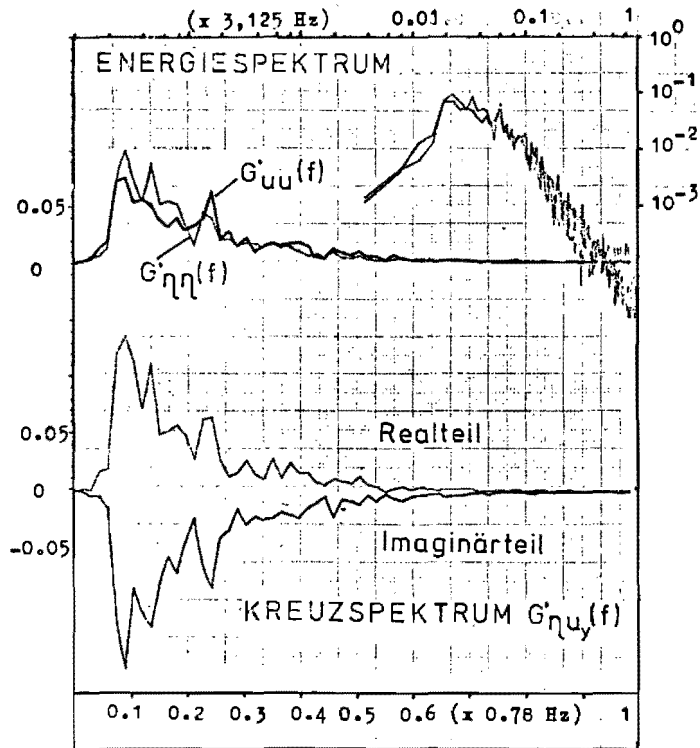
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.7/IV.7



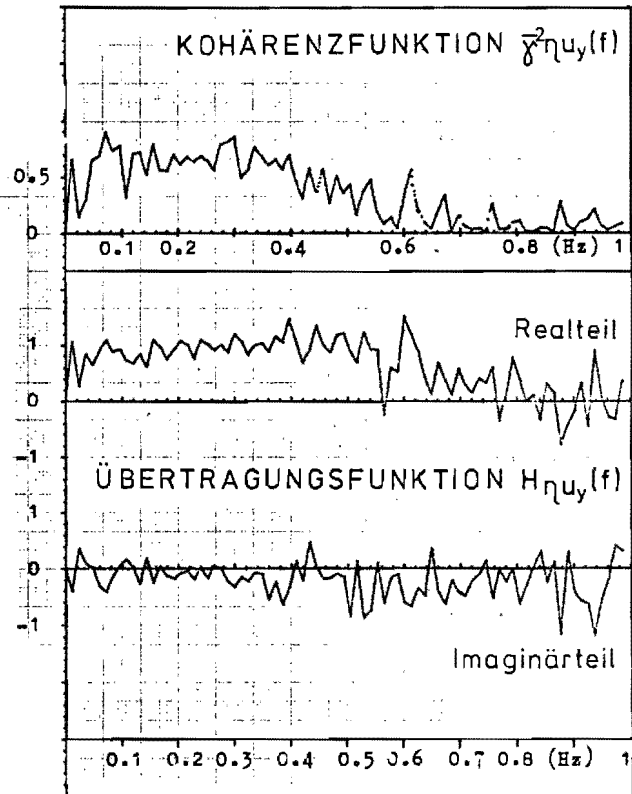
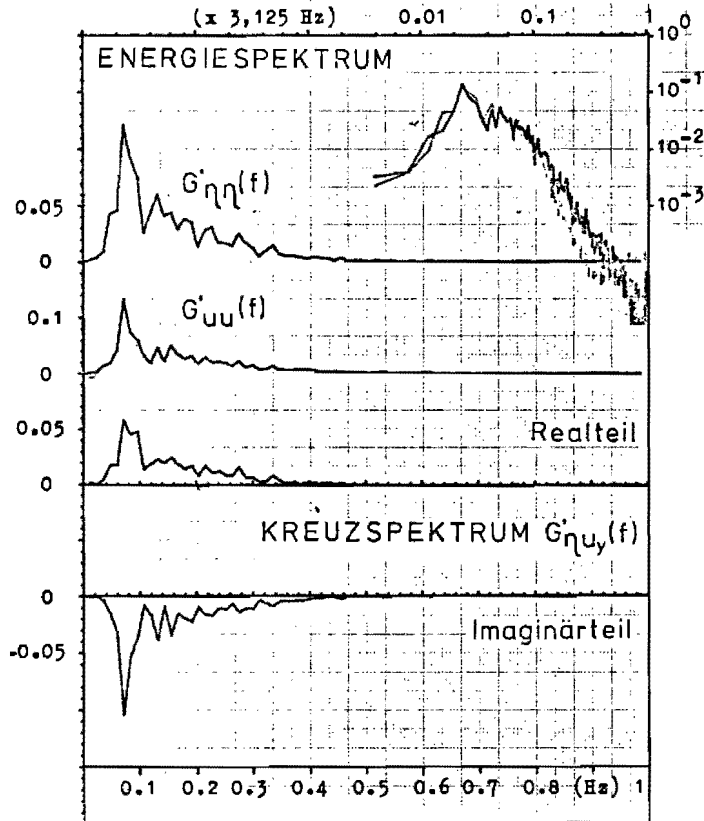
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.8 / IV. 8



# SPEKTRALFUNKTIONEN II.9 / IV.9

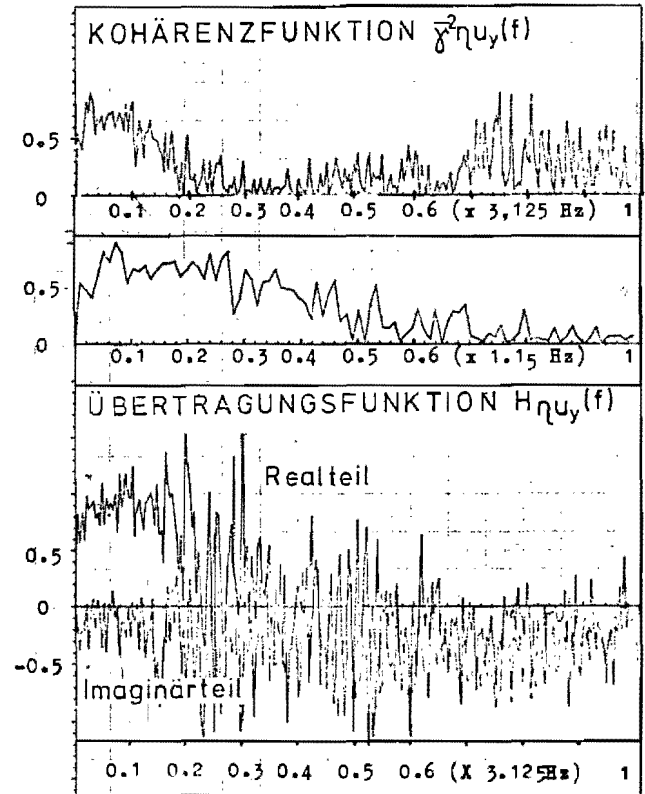
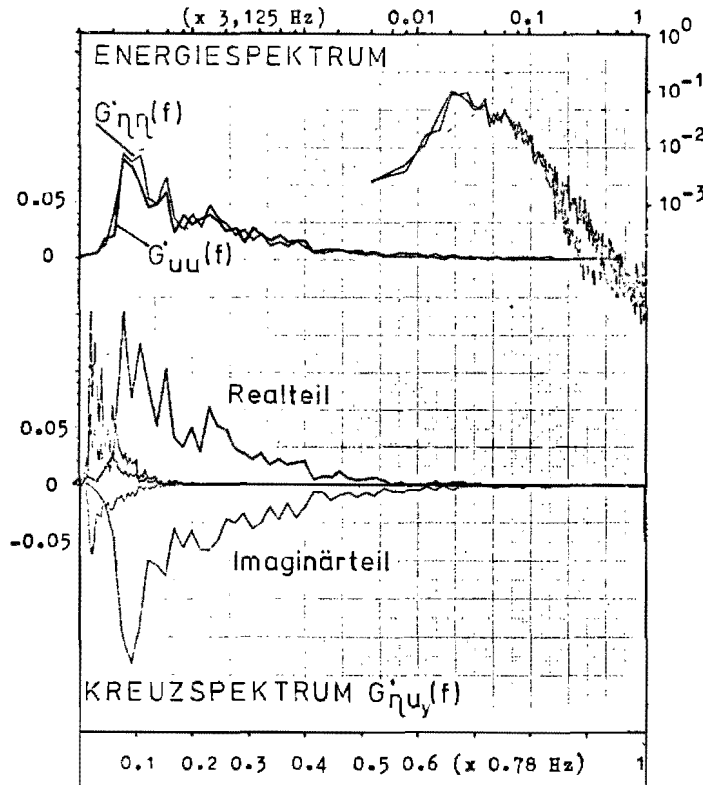


# SPEKTRALFUNKTIONEN II.10 / IV.10

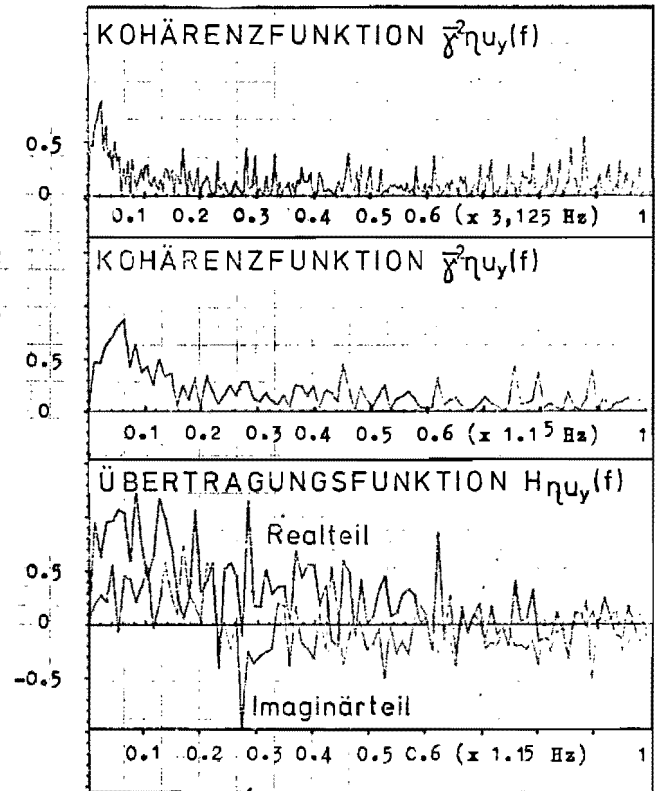
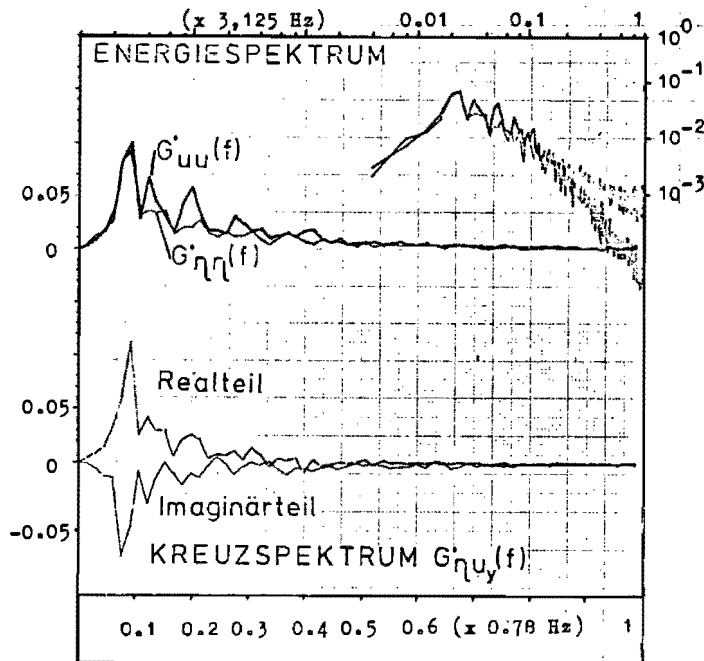




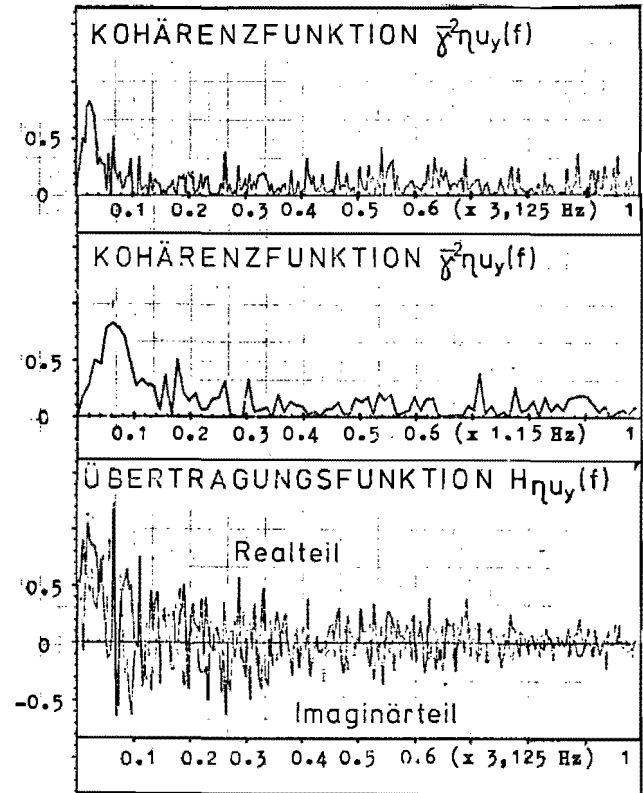
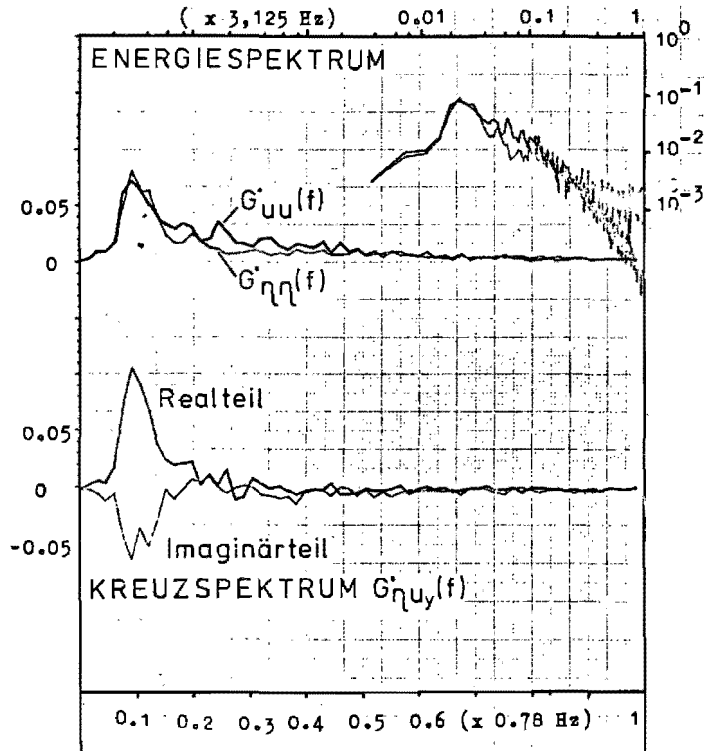
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.11 / IV.11



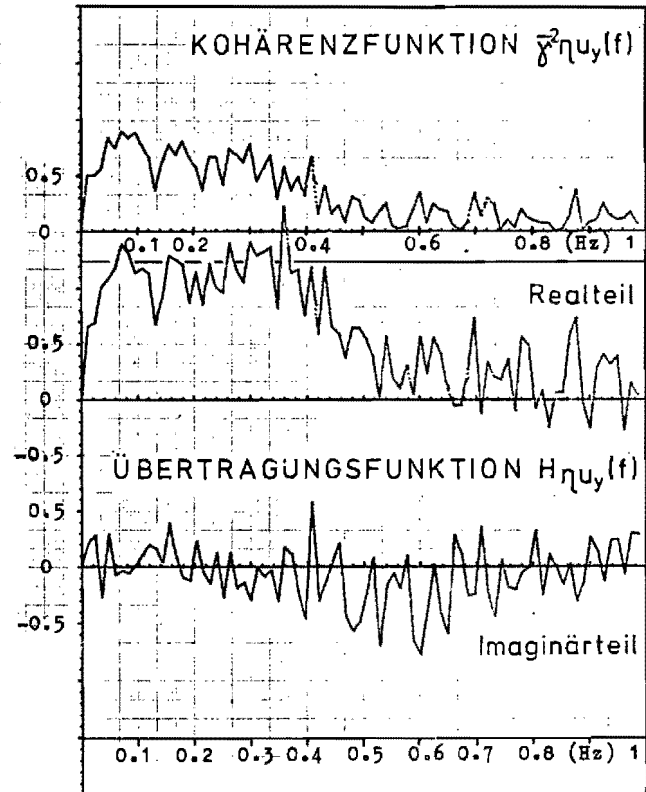
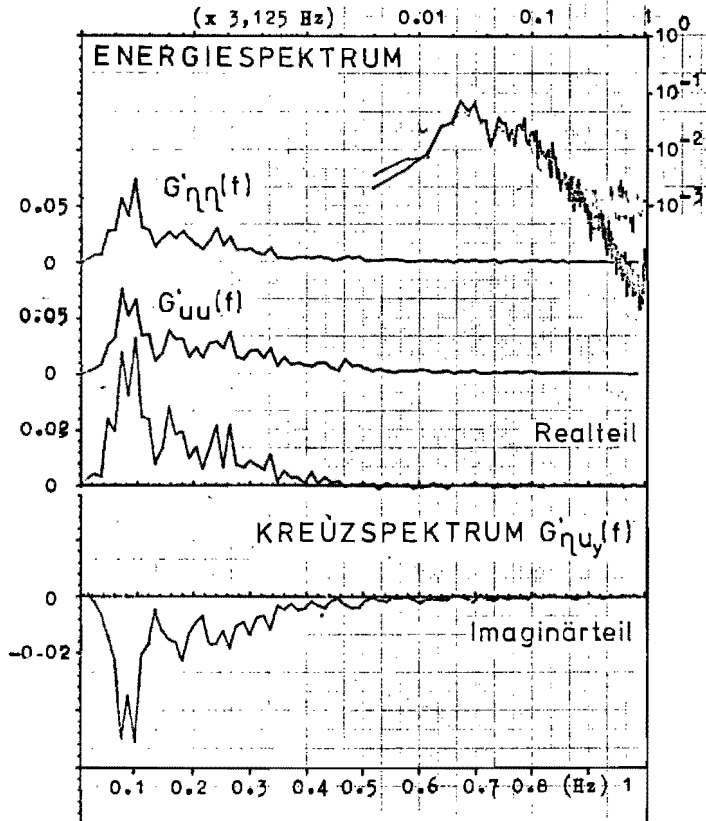
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.12 / IV.12



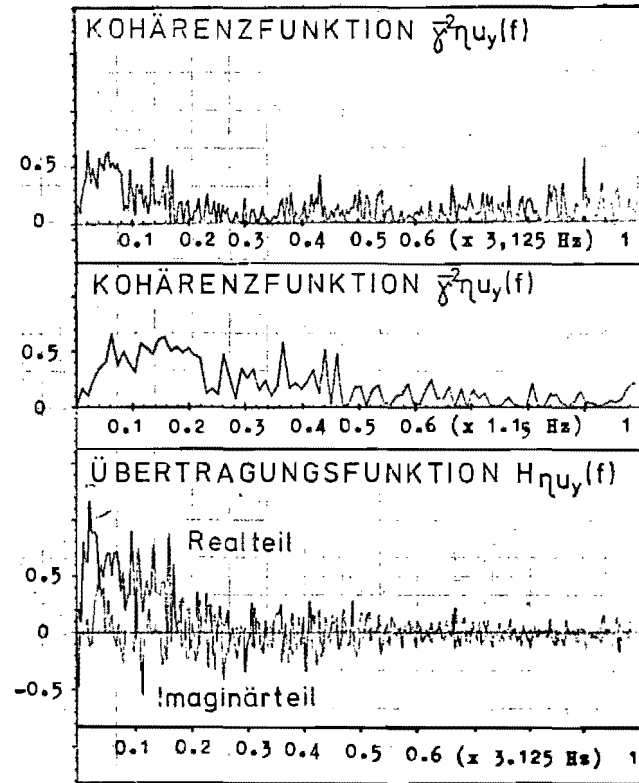
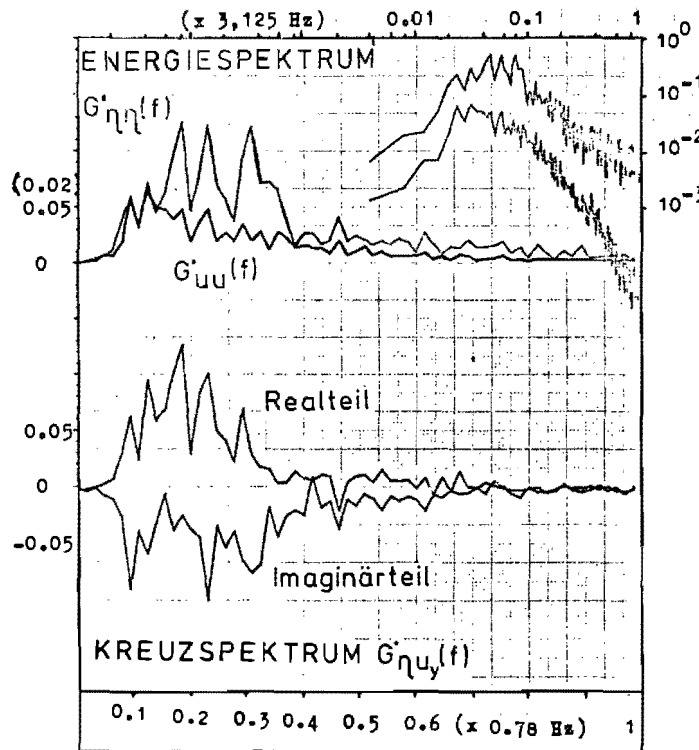
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.13 / IV.13



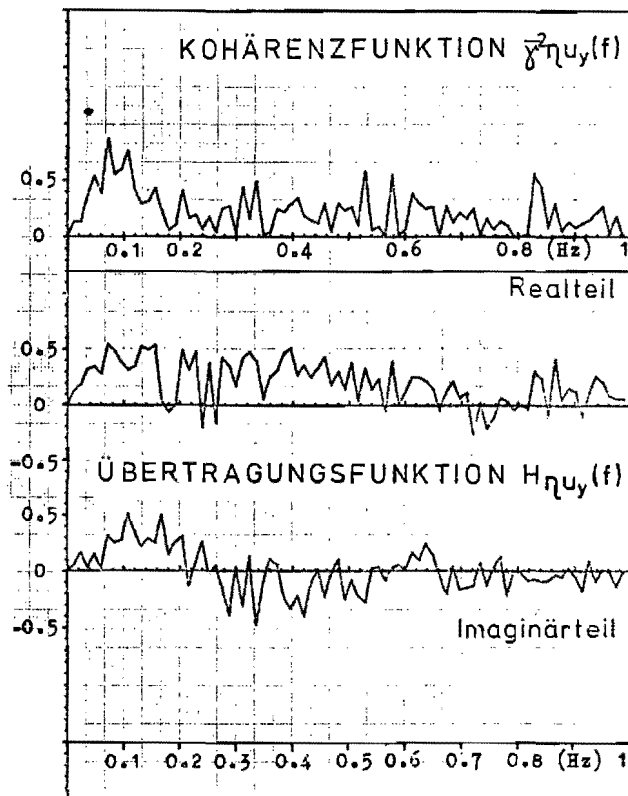
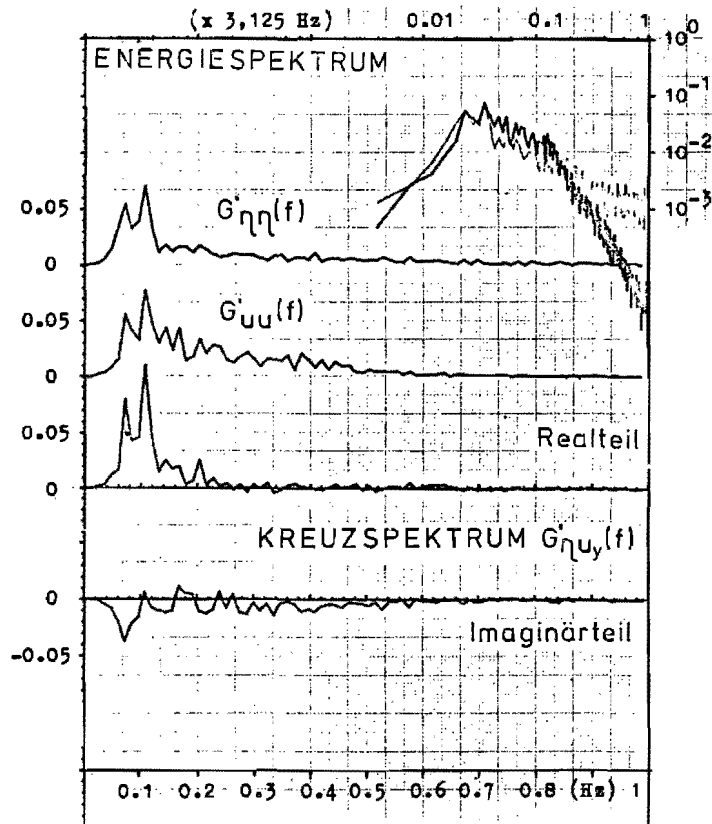
# SPEKTRALFUNKTIONEN II.14 / IV.14



# SPEKTRALFUNKTIONEN II. 15 / IV. 15



# SPEKTRALFUNKTIONEN II.16 /IV 16



L E B E N S L A U F  
=====

- Persönliches** geboren in Goslar am 26. Juli 1940  
als Sohn des Bauingenieurs Friedrich  
Büsching und seiner Ehefrau Ida,  
geb. Bleyer  
Familienstand: verheiratet seit 1969  
mit Gudrun Büsching,  
geb. Glöckler
- Schulbildung** 1947 - 1949 Volksschule in Wolfenbüttel  
1950 - 1952 Volksschule in Braunschweig  
1952 - 1961 Hoffmann-von Fallersleben-  
Schule in Braunschweig  
Abschluß: Reifeprüfung Ostern 1961
- Studium** 6 Monate Baupraktikum  
Wintersemester 1961/62 bis Sommersemester 68  
Studium des Bauingenieurwesens an der  
Technischen Universität Braunschweig  
Abschluß: Diplom-Hauptprüfung SS 1968  
(Dipl.-Ing.) mit Vertiefungsfach  
Wasserbau und Wasserwirtschaft
- Berufliche Tätigkeit** In der Zeit vom 1. Oktober 1968 bis zum  
30. April 1971 Statiker in der Abteilung  
Stahlwasserbau der Firma Friedrich KRUPP GmbH.  
Industrie- und Stahlbau in Rheinhausen.  
  
1. Mai 1971 bis 31. Mai Verwalter einer  
wissenschaftlichen Assistentenstelle am  
Lehrstuhl für Hydromechanik und Küsten-  
wasserbau der Technischen Universität  
Braunschweig und seit 1. Juni 1971 wissen-  
schaftlicher Assistent

Braunschweig, im Mai 1974